



منشورات جامعة دمشق

كلية العلوم

# فيزياء الليزر وتطبيقاته

الدكتور

محمد الكوسا

أستاذ مساعد في قسم الفيزياء

١٤٢٥-١٤٢٦

جامعة دمشق

---

٢٠٠٥-٢٠٠٦

# المحتويات

|    |   |
|----|---|
| 11 | ..... المقدمة   |
| 13 | ..... الفصل الأول مفاهيم أولية                        |
| 15 | ..... 1.1 الإصدار التلقائي والإصدار المتحرض، الامتصاص |
| 21 | ..... 1.2 فكرة الليزر                                 |
| 26 | ..... 1.3 مخططات الضخ                                 |
| 30 | ..... 1.4 خصائص حزم أشعة الليزر                       |
| 31 | ..... 1.4.1 أحادية اللون                              |
| 31 | ..... 1.4.2 الترابط                                   |
| 33 | ..... 1.4.3 الاتجاهية                                 |
| 35 | ..... 1.4.4 السطوع                                    |
| 39 | ..... 1.4.5 مدة دوام النبضة القصيرة                   |
| 40 | ..... 1.5 نماذج الليزر                                |
| 45 | ..... الفصل الثاني تفاعل الإشعاع مع المادة            |
| 47 | ..... 2.1 المقدمة:                                    |
| 48 | ..... 2.2 ملخص نظرية إشعاع الجسم الأسود:              |
| 50 | ..... 2.2.1 أنماط حجرة متوازية المستطيلات             |
| 56 | ..... 2.2.2 صيغة إشعاعات رايلي — جيتز وبلانك          |
| 58 | ..... 2.2.3 فرضية بلانك وتكميم الحقل                  |
| 62 | ..... 2.3 الإصدار التلقائي                            |

|     |   |
|-----|---|
| 63  | ..... 2.3.1 المقاربة نصف الكلاسيكية                         |
| 69  | ..... 2.3.2 المعالجة الكهرمغناطيسية الكمومية:               |
| 71  | ..... 2.3.3 الانتقالات المسموحة والمنوعة:                   |
| 74  | ..... 2.4 الامتصاص والإصدار المتحرض :                       |
| 75  | ..... 2.4.1 معدلا الامتصاص والإصدار المتحرض :               |
| 83  | ..... 2.4.2 الانتقالات المسموحة والمنوعة                    |
| 85  | ..... 2.4.3 المقطع العرضي للانتقال والامتصاص ومعامل الريح : |
| 93  | ..... 2.4.4 المعالجة الديناميكية الحرارية لأينشتاين         |
| 98  | ..... 2.5 عمليات توسيع خطوط الطيف:                          |
| 99  | ..... 2.5.1 التوسيع المتجانس                                |
| 106 | ..... 2.5.2 التوسيع اللامتجانس:                             |
| 109 | ..... 2.5.3 مجموع تأثيرات عمليات توسيع خط الطيف             |
| 112 | ..... 2.6 الانحلال غير الإشعاعي:                            |
| 114 | ..... 2.7 السويات المنطبقة أو الشديدة الاقتران:             |
| 115 | ..... 2.7.1 السويات المنطبقة                                |
| 119 | ..... 2.7.2 السويات الشديدة الاقتران                        |
| 123 | ..... 2.8 الإشباع:  |
| 123 | ..... 2.8.1 إشباع الامتصاص : خط متجانس:                     |
| 128 | ..... 2.8.2 إشباع الريح : خط متجانس:                        |
| 130 | ..... 2.8.3 خط متوسع بصورة لا متجانسة:                      |
| 132 | ..... 2.9 العلاقة بين المقطع العرضي وعمر الإصدار التلقائي : |

|     |   |
|-----|---|
| 139 | ..... الفصل الثالث عمليات الضخ                                |
| 141 | ..... 3.1 المقدمة:  |
| 142 | ..... 3.2 الضخ الضوئي :                                       |
| 147 | ..... 3.2.2 توزيع ضوء الضخ:                                   |
| 153 | ..... 3.2.3 معدل الضخ:  |
| 157 | ..... 3.3 الضخ الكهربائي:                                     |
| 158 | ..... 3.3.1 الإثارة بالتصادم مع الإلكترونات:                  |
| 166 | ..... 3.3.2 التوزيع المكاني لمعدل الضخ:                       |
| 169 | ..... 3.3.3 كفاءة الضخ:                                       |
| 170 | ..... 3.3.4 الإثارة بواسطة نقل طاقة (قرب) تجاوي               |
| 175 | ..... الفصل الرابع المجاوبات الضوئية غير الفعالة              |
| 177 | ..... 1.4 المقدمة:  |
| 179 | ..... 4.2 المجاوبة ذات المرايا المستوية - المتوازية :         |
| 184 | ..... 4.2.1 المعالجة التقريبية لشاولو وتاونس                  |
| 188 | ..... 4.2.2 معالجة فوكس ولي:                                  |
| 196 | ..... 4.3 المجاوبة متحدة المحارق:                             |
| 205 | ..... 4.4 المجاوبة الكروية العامة:                            |
| 205 | ..... 4.4.1 ساعات النمط وخسائر الانعراج والترددات التجاوبية : |
| 211 | ..... 4.4.2 شرط الاستقرار:                                    |
| 219 | ..... الفصل الخامس الموجة المستمرة والسلوك العابر لليزر       |
| 221 | ..... 5.1 المقدمة:  |
| 222 | ..... 5.2 معادلات المعدل:                                     |
| 222 | ..... 5.2.1 ليزر السويات الأربعة:                             |



|     |   |
|-----|---|
| 230 | 5.2.2 ليزر السويات الثلاثة:                                   |
| 231 | 5.3 سلوك ليزر الموجة المستمرة:                                |
| 231 | 5.3.1 ليزر السويات الأربعة:                                   |
| 238 | 5.3.2 ليزرات السويات الثلاثة:                                 |
| 239 | 5.3.3 اقتران الخرج الأمثل:                                    |
| 241 | 5.3.4 أسباب حدوث التذبذبات المتعددة الأنماط:                  |
| 244 | 5.3.5 تذبذب الخط الواحد والنمط الواحد                         |
| 258 | 5.3.7 سحب التردد وحدود أحادية الطول الموجي                    |
| 261 | 5.4 سلوك العابر لليزر:  |
| 262 | 5.4.1 السلوك الايري لليزرات النمط الواحد ومتعدد الأنماط: .... |
| 265 | 5.4.2 تبديل عامل النوعية:                                     |
| 266 | 5.4.2.1 طرق تبديل مفتاح ( Q )                                 |
| 271 | 5.4.2.2 انظمة التشغيل:  |
| 273 | 5.4.2.3 نظرية تبديل Q :                                       |
| 280 | 5.4.3 تثبيت النمط:  |
| 286 | 5.4.3.1 طرق تثبيت النمط:                                      |
| 290 | 5.4.3.2 أنظمة التشغيل :                                       |
| 293 | 5.5 حدود معادلات المعدل:                                      |
| 297 | الفصل السادس أنواع الليزرات                                   |
| 299 | 6.1 مقدمة:  |
| 300 | 6.2 ليزرات الحالة الصلبة:                                     |
| 300 | 6.2.1 ليزر الياقوت:   |
| 303 | 6.2.2 ليزرات النيوديميوم:                                     |

|     |   |
|-----|---|
| 306 | 6.3 الليزررات الغازية:                                  |
| 308 | 6.3.1 ليزرات الذرة المعتدلة:                            |
| 315 | 6.3.2 الليزررات الأيونية:                               |
| 315 | 6.3.2.1 ليزرات الغازات الأيونية                         |
| 321 | 6.3.2.2 ليزرات أبخرة المعادن:                           |
| 325 | 6.3.2.3 ليزر بخار النحاس:                               |
| 329 | 6.3.3 ليزرات الغازات الجزيئية                           |
| 330 | 6.3.3.1 الليزررات الدورانية الاهتزازية:                 |
| 358 | 6.3.3.3 ليزرات الإكسيمر:                                |
| 361 | 6.4 ليزرات السائل ( ليزرات الصبغة ) :                   |
| 362 | 6.4.1 الخصائص الفيزيائية الضوئية للصبغات العضوية        |
| 368 | 6.4.2 مميزات ليزرات الصبغة:                             |
| 374 | 6.5 الليزررات الكيميائية:                               |
| 380 | 6.6 ليزرات شبه الموصل:                                  |
| 381 | 6.6.1 الخصائص الفيزيائية الضوئية لليزررات أشباه الموصل: |
| 385 | 6.6.2 مميزات ليزرات شبه الموصل:                         |
| 395 | الفصل السابع تطبيقات الليزررات                          |
| 397 | 7.1 مقدمة:  |
| 397 | 7.2 التطبيقات في الفيزياء والكيمياء:                    |
| 401 | 7.3 التطبيقات في علم الأحياء والبيولوجيا:               |
| 402 | 7.4 التطبيقات في الاتصالات البصرية:                     |
| 405 | 7.5 التطبيقات في الهواوغرافيا والهولوجرافيا الرقمية:    |
| 412 | 7.6 تطبيقات الليزر في علوم الطب :                       |

|     |   |
|-----|---|
| 421 | ..... الملحق A  |
| 433 | ..... الملحق B  |
| 447 | .....physical constants الثوابت الفيزيائية                          |
| 449 | .....أجوبة بعض المسائل النموذجية                                    |
| 455 | .....معجم المصطلحات العلمية   |
| 473 | .....References المراجع الأجنبية                                    |
| 473 | .....المراجع العربية  |
| 474 | .....جدول بأهم تحويلات المقادير الترموديناميكية في الوحدات المختلفة |
| 475 | .....جدول تحويلات الوحدات الفيزيائية البريطانية                     |

## مقدمة

الليزرات هي أجهزة تولد أو تضخم الشعاعات ذات الترددات الواقعة في المجال تحت الأحمر infrared ، المرئي أو ما فوق البنفسجي ultraviolet من الأمواج الكهرمغناطيسية . تعمل الليزرات باستخدام المبدأ العام الذي اخترع أساساً لترددات الأمواج الميكروية حيث كان يدعى ميزر وقد جاء هذا الاسم من الاحرف الاولى للكلمات اللاتينية وتعني الأمواج الميكروية المضخمة بفعل الإصدار المتحرض للشعاعات microwave amplification by stimulated emission of radiation وعندما يطال هذا الفعل الترددات الضوئية يصبح عندها light amplification by stimulated emission of radiation أو ليزر .

يستعمل مبدأ الليزر هذا أو الميزر في عدد كبير لمجموعة أجهزة تعمل في أقسام مختلفة من طيف الأمواج الكهرمغناطيسية من الترددات السمعية وحتى فوق البنفسجية. تستخدم أجهزة الليزر العملية مواد مختلفة ومتعددة وطرق ضخ وتصميمات متنوعة لها تطبيقات متنوعة. إن دراسة أجهزة الليزر والميزر وتطبيقاتهما العلمية تعود غالباً لميدان في الفيزياء هو حقل الإلكترونيات الضوئية

إن التطورات التي تبعت تحقيق أو تشغيل ليزر الياقوت ruby في عام 1960 دفعت فجأة إلى الحدود العليا للإلكترونيات الأمواج المترابطة coherent من مجال الأمواج المليمترية المستخدمة لصمامات وترانزستورات الأمواج الميكروية إلى مجال الأمواج تحت المليمترية مثل أمواج تحت الحمراء أو أمواج المجال المرئي ومجال فوق البنفسجي ومجال طيوف أمواج الأشعة السينية الطرية (وهو حالياً في الأفق soft x - ray lasers) إن جميع العمليات على الإشارة المترابطة coherent signal المعتادة مثل التضخيم ، التعديل modulation ، نقل المعلومات information transmassion ، والكشف detection أصبحت الآن ممكنة من أجل الترددات الأعلى بمليون مرة أو الموافقة لأطوال موجية أقصر بملايين المرات من تلك التي كانت سابقاً.

وقد غدت بمتناول المهندسين والباحثين العلميين في حقول التقنية المتعددة بدءاً من الميكروبيولوجيا وحتى صناعة السيارات ، لتحقيق أداء غير محدود لمجموعة كبيرة من الوظائف والتوابع التي لا يمكن توقعها فقد أصبحت الآن ممكنة بفضل الأطوال الموجية اللامتناهية في

القصر والطاقت العالية والنبضات ذات العرض الزمني اللامتناهي في القصر وأيضاً خواص وميزات فريدة بفضل أجهزة الليزر هذه .

انتشرت الليزرات وشاعت في الاستعمالات العامة في العشرين عاماً التي تلت أول ظهور للضوء المترابط . وهناك مبالغة في الحديث عن تطبيقات الليزر بشكل كبير هدف هذا الكتاب هو شرح بعض الجوانب وتوضيح بعضها الآخر من حيث كيفية عمل الليزر وخواص أدائه واستخداماته في مجالات واسعة من التطبيقات العملية لطلاب السنة الرابعة فيزياء في كلية العلوم والمهتمين والباحثين ، وهدفنا إعطاء فكرة عامة عن الليزر .

يحتوي الكتاب على سبعة فصول يبحث في الفصل الأول العمليات الأساسية والفكرة الأساسية لليزر بطريقة مبسطة . وقد ناقشنا فيه خواص الحزم الليزرية بشكل موجز ومختصر والهدف منه تعريف القارئ ببعض المفاهيم التي نناقشها في الفصول اللاحقة . يتبع هذا الفصل ، نظام الكتاب الذي يقوم في واقع الحال على ملاحظة أن الليزر يمكن اعتباره مؤلفاً من ثلاثة عناصر : الوسط المادي الفعال ، مخططات ضخ والمحاوية (الهزاز) ووفقاً لذلك نبحت في الفصل الثاني تفاعل الإشعاع مع المادة ويبدأ بأبسط الحالات ، أي الذرات والأيونات في أوضاعها المعزولة ، ثم بالحالات الأعقد أي الجزيئات . ونبحت في الفصل الثالث عمليات الضخ وتقنياتها الأساسية حيث إن هذا المفهوم قد تطور مع الزمن لذلك نجد بعض التقنيات الخاصة في الفصل السادس وفي الفصل الرابع إذ درسنا المحاووبات الضوئية أو تجاويف التجاوب الخاملة وتركيباتها وأنواعها . وفي الفصل الخامس تم استعمال المفاهيم السابقة، وبحث الكتاب نظرية تصف سلوك وتصرف الحزمة الليزرية الخارجة ذات الموجة المستمرة والعبارة . وقد نوقشت النظرية ضمن تقريب المرتبة الدنيا (أي باستعمال معادلة - المعدل للانتقال ) والواقع أنه هذه الطريقة يمكن وصف معظم صفات الليزر . ومن الواضح أن الليزرات المبنية على أنواع مختلفة من المادة الفعالة لها صفات مختلفة . ولهذا من الطبيعي أن يكون الفصل السادس في خصائص الليزر وأنواعها الأكثر شيوعاً واستخداماً وقد لخصت في الفصل السابع بعض أهم تطبيقات الليزر في ميادين عملية مختلفة.

المؤلف

دمشق في / /

# الفصل الأول

## مفاهيم أولية

1.1 الإصدار التلقائي والمتحرض ، الامتصاص

1.2 فكرة الليزر

1.3 مخططات الضخ

1.4 خصائص حزم أشعة الليزر

مسائل

## مفاهيم أولية Introductory Concepts

يقدم هذا الفصل العمليات الأساسية وكذلك الفكرة الرئيسية التي يقوم عليها الفعل الليزري بطريقة بسيطة جداً . كما نوقشت فيه أيضاً خواص وميزات حزم الليزر بإيجاز. والغرض الرئيسي لهذا الفصل إدخال القارئ إلى عدد من المفاهيم التي سيتم مناقشتها في الفصول اللاحقة، لتساعد الطالب في متابعة المنظومة المنطقية لهذا الكتاب.

يقوم تشغيل وعمل الليزر على ثلاث ظواهر أساسية تحدث عندما تتفاعل موجة كهرومغناطيسية مع المادة وهي عمليات : الإصدار التلقائي ، الإصدار المتحرض وعملية الامتصاص .

### 1.1 الإصدار التلقائي والإصدار المتحرض ، الامتصاص :

#### **Spontaneous and stimulated emission , Absorption**

يبين الشكل 1.1a جملة تتألف من سويتين طاقتين من سويات الطاقة لمادة معينة:  $E_1$  و  $E_2$  ولنفرض أن  $E_1 < E_2$  . وهاتان السويتان يمكن أن تكونا أي سويتين من مجموعة سويات الطاقة الكثيرة وغير المحدودة للمادة. ومع ذلك فمن المناسب اختيار السوية (1) لتكون السوية الأرضية، ولنفرض أن ذرة أو جزيئة المادة موجودة في البداية في السوية (2) وبما أن  $E_1 < E_2$  فالذرة سوف تميل للعودة إلى السوية (1) وتحرر طاقة قيمتها  $E_2 - E_1$  . عندما تكون الطاقة المتحررة على شكل موجات

كهرمغناطيسية ، يطلق على العملية بالإصدار التلقائي (أو الإشعاعي) ويتحدد تردد الموجة الصادرة بعلاقة بلانك التالية :

$$\nu_0 = \frac{(E_2 - E_1)}{h} \quad (1.1.1)$$

حيث  $h$  ثابت بلانك . ولهذا فالإصدار التلقائي يتميز بإصدار فوتون ذي طاقة  $h\nu_0 = E_2 - E_1$  أو بعبارة أخرى يمكن أن تكتب بشكل آخر:  $\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$  وذلك للتعبير عن تردد الموجة المرافقة. وعندما تعود الذرة من السوية (2) إلى السوية (1) انظر الشكل 1.1a فإن الإصدار الإشعاعي هو أحد الاحتمالين الناتجين من عودة الذرة من السوية (2) إلى السوية (1) . ذلك أن العودة يمكن أن تحدث بطريقة غير مشعة . في هذه الحالة يتحرر فرق الطاقة  $E_2 - E_1$  بأشكال أخرى غير الموجات الكهرمغناطيسية (فمثلاً يمكن للطاقة أن تتحول إلى طاقة حركية للجزيئات المجاورة) .

لنفرض الآن أن الذرة في البدء كانت في السوية 2 وأن موجة كهرمغناطيسية ترددها  $\nu = \nu_0$  يساوي تردد الموجة الصادرة بشكل تلقائي شكل 1.1b . وباعتبار أن لهذه الموجة تردد الانتقال الذري ذاته ، لذلك توجد احتمالية كاملة لأن يؤثر حقْل هذه الموجة قسرياً على الذرة لتشرع في الانتقال  $2 \rightarrow 1$  . في هذه الحالة يتحرر فرق الطاقة  $E_2 - E_1$  على شكل موجة كهرمغناطيسية تنضاف إلى الموجة الواردة . وهذه هي ظاهرة الإصدار المتحرّض stimulated emission يوجد فرق أساسي بين عمليتي الإصدار التلقائي spontaneous emission والإصدار المتحرّض . في حالة الإصدار التلقائي تُصدر الذرات أمواجاً كهرمغناطيسية ولا توجد علاقة محددة تربط بين أطوار هذه الموجات . إضافة لذلك فإن الموجة تصدر في أي اتجاه، لكنها تصدر بشكل مختلف في حالة الإصدار المتحرّض باعتبار أن العملية قد تمت قسرياً بواسطة الموجة



الكهرمغناطيسية الواردة مما يؤدي إلى إضافة طور الموجة الصادرة إلى طور الموجة الواردة وفي نفس الاتجاه عند الإصدار.

لنفسر ذلك بفرض أن الذرة كانت في البداية في السوية 1 شكل 1.1c فإذا اعتبرنا أن هذه السوية هي السوية الأرضية، فإن الذرة ستبقى في هذه السوية ما لم يطبق عليها مؤثر خارجي. عند ورود موجة كهرمغناطيسية ترددها  $\nu = \nu_0$  على المادة تصبح هناك احتمالية لكي ترتفع الذرة إلى السوية 2. تحصل الذرة على الطاقة التي تحتاجها وهو فرق الطاقة بين السويتين  $E_2 - E_1$  من طاقة الموجة الواردة. وهذه العملية هي عملية امتصاص.

لحساب احتمالات ظاهري الإصدار والامتصاص نفرض أن عدد الذرات أو الجزيئات في واحدة الحجم هو  $N_i$  وهي تشغل سوية طاقة معينة  $i$  في اللحظة الزمنية  $t$ . من هنا فإننا سندعو هذا العدد  $N_i$  إسكان هذه السوية.

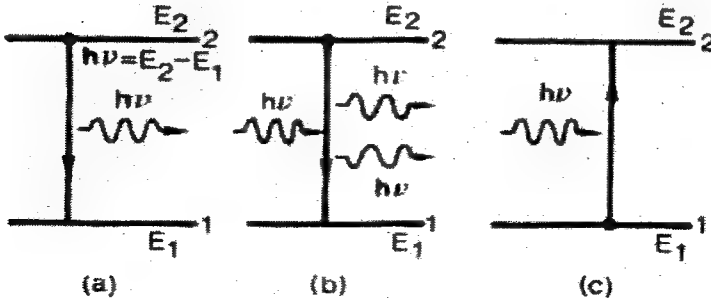
تناسب احتمالية حدوث عملية الإصدار التلقائي من انحلال إسكان السوية العليا  $(dN_2 / dt)_{sp}$  بطبيعة الحال مع  $N_2$ ، ولذلك نستطيع كتابة المعادلة :

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{sp} = -AN_2 \quad (1.1.2)$$

الإشارة السالبة هنا لأن المشتق بالنسبة للزمن سالب. المعامل  $A$  الذي، تم إدخاله بهذه الطريقة، هو ثابت موجب ويدعى معدل الإصدار التلقائي أو معامل  $A$  لأينشتاين Einstein A coefficient ولقد توصل إليه أينشتاين حينها من تطبيق اعتبارات الترموديناميك الحراري. وأن الكمية  $\tau_{sp} = 1/A$  هي مدة حياة الإصدار التلقائي أو (مدة حياة الإشعاع). وبالتشابه، من أجل الانحلال غير المشع، أن نكتب بشكل عام:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{nr} = -\frac{N_2}{\tau_{nr}} \quad (1.1.3)$$

حيث إن  $\tau_{nr}$  هي مدة حياة الانحلال للإشعاعي لطاقة السوية. لاحظ أن القيمة العددية للمعامل  $A$  وكذلك  $\tau_{sp}$  تتوقف فقط على الانتقال المعبر. ومن جانب آخر، فإن  $\tau_{nr}$  للانحلال غير المشع لا يتوقف فقط على الانتقال وإنما أيضاً على خواص الوسط المحيط .



الشكل 1.1 مخطط توضيحي

(a) إصدار تلقائي (b) إصدار متحرض (c) امتصاص

وبنفس الطريقة من أجل عمليات الإصدار المتحرض **Stimulated emission** وبما أن العملية قسرية من قبل الموجة الواردة فالإصدار من أي ذرة سيكون له نفس طور واتجاه الموجة الواردة . في هذه الحالة يمكننا وصف عملية الإصدار المتحرض بالمعادلة التالية :

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{st} = -W_{21}N_2 \quad (1.1.4)$$

حيث إن  $(dN_2 / dt)_{st}$  هو المعدل الذي تتم وفقه الانتقالات  $2 \rightarrow 1$  كنتيجة للإصدارات المتحرضة وأن  $w_{21}$  هو معدل الإصدار المتحرض. وكما هو الحال في

تعريف المعامل A بالمعادلة (1.1.2)، فإن المعامل  $W_{21}$  له أيضاً أبعاد مقلوب زمن  $(time)^{-1}$ . وخلافاً للمعامل A فإن  $W_{21}$  لا يتوقف على الانتقال الخاص ولكن يعتمد على شدة الموجة الكهرمغناطيسية الواردة . وبصورة أدق فإنه في حالة موجة مستوية سوف نبرهن على أنه يساوي أيضاً أبعاد مقلوب زمن  $(time)^{-1}$ .

$$W_{21} = \sigma_{21} F \quad (1.1.5)$$

حيث F تمثل تدفق الفوتونات photon flux للموجة الواردة و  $\sigma_{21}$  هي كمية لها وحدات سطح وتدعى المقطع العرضي cross section للإصدار المتحرض ، تتوقف هذه الكمية على خصائص الانتقال المعين فقط .

لنفرض الآن أن الذرة موجودة في البداية في السوية (1) . فإذا كانت هذه السوية هي السوية الأرضية للذرة فسوف تبقى في هذه السوية ما لم يؤثر فيها محرض خارجي . و الآن لنفرض أن موجة كهرمغناطيسية ترددها يتحدد بالمعادلة (1.1) وردت على المادة. ففي هذه الحالة هناك احتمالية معينة لانتقال الذرة إلى السوية (2) و تحصل الذرة على فرق الطاقة  $E_2 - E_1$  اللازمة لهذا الانتقال من الموجة الكهرمغناطيسية الواردة وهذه تمثل عملية الامتصاص Absorption .

وبطريقة مشابهة لتعريف  $W_{21}$  في المعادلة (1.1.4) يمكن أن نعرّف معدل الامتصاص  $W_{12}$  بالمعادلة :

$$\left( \frac{dN_1}{dt} \right)_a = -w_{12} N_1 \quad (1.1.6)$$

حيث إن  $\left( \frac{dN_1}{dt} \right)_a$  هو معدل الانتقالات  $1 \rightarrow 2$  العائدة للامتصاص و  $N_1$  هو إسكان السوية 1 وهو يمثل عدد الذرات (في واحدة الحجم) الموجودة في زمن معين فيها. وكما في المعادلة (1.1.5) نستطيع كتابة :

$$W_{12} = \sigma_{12} F \quad (1.1.7)$$

إذ إن  $\sigma_{12}$  مساحة مميزة (للمقطع العرضي للامتصاص) التي تتوقف على الانتقال المعين .

لقد شرحنا في البنود السابقة المبادئ الأساسية لعملية الإصدار التلقائي والإصدار المتحرّض وعملية الامتصاص . ويمكن وصف هذه العمليات بدلالة مفهوم الفوتونات كما يلي : (انظر الشكل 1.1) .

(أ) في عملية الإصدار التلقائي تصدر الذرة فوتوناً أثناء انتقالها من السوية (2) إلى السوية (1)

(ب) في عملية الإصدار المتحرّض يحترّض الفوتون الوارد الذرة للانتقال من السوية (2) إلى السوية (1) ومن ثم نحصل على فوتونين (الفوتون المحرّض والفوتون المتحرّض) . أما في عملية الامتصاص فإن الفوتون الوارد يمتص لنقل الذرة من السوية (1) إلى السوية (2) .

ومما تجب ملاحظته وأثبتته أينشتاين في بداية القرن العشرين ، أنه عندما تكون كل من السويتين لا انطباقية nondegenerate فإن  $W_{21} = W_{12}$  وهذا يعني تساوي احتمالية الإصدار المتحرّض والامتصاص ولهذا سنعتبر منذ الآن أن  $\sigma_{21} = \sigma_{12}$  إذا كانت السويات 1 و 2 انطباقية إلى رزم:  $g_1 - fold$  و  $g_2 - fold$  فإنه يمكننا أن نكتب :

$$g_2 W_{21} = g_1 W_{12} \quad (1.1.8)$$

وبالتالي يكون:

$$g_2 \sigma_{21} = g_1 \sigma_{12} \quad (1.1.9)$$

لاحظ أن العمليات الأساسية للإصدار التلقائي ، والإصدار المتحرّض والامتصاص يمكن التعبير عنها بعبارات من الفوتونات الممتصة والفوتونات الصادرة كما هو موضح بالشكل 1.1 : (a) في عملية الإصدار التلقائي، تنحل الذرة من السوية 2 إلى السوية 1 بإصدار فوتون . (b) في عملية الإصدار المتحرّض يحرض الفوتون الوارد الانتقال من السوية 2 إلى السوية 1 ، لذلك يوجد فوتونان ، الفوتون المحرض والفوتون المتحرّض . (c) في عملية الامتصاص يُمتص الفوتون الوارد ليؤدي إلى الانتقال من السوية الأرضية 1 إلى السوية المثارة 2 لذلك فإن كل عملية إصدار متحرّض ترافق بإيجاد (ربح) فوتون بينما كل عملية امتصاص تصاحب بانعدام وتلاشي فوتون .

## 1.2 فكرة الليزر : The Laser Idea

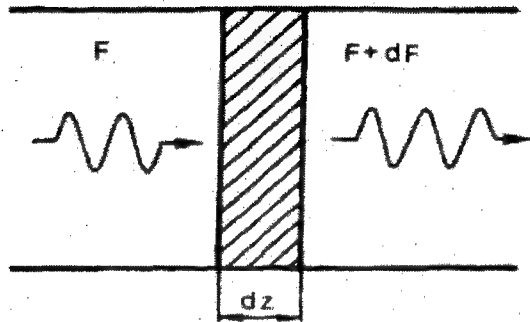
لنأخذ سويتين من سويات الطاقة 1 و 2 لذرة من مادة معينة اسكناهما  $N_1$  و  $N_2$  على التوالي . ولنفرض أن موجة مستوية تنتشر في المادة باتجاه المحور  $Z$  شدتها  $I$  وتدفع فوتونات  $F$  . ولندرس مقدار تغيّر التدفق  $dF$  باتجاه  $Z$  في داخل المادة ولمسافة  $dz$  والناتج عن عمليتي الإصدار المتحرّض والامتصاص في المنطقة المظلمة في (الشكل 1.2). وليكن  $S$  السطح المقطعي لحزمة الأشعة . هذا التغيّر في عدد الفوتونات الواردة إلى الحجم المظلل وتلك المغادرة في واحدة الزمن يساوي  $SdF$  . وينتج من أنه يُصاحب كل عملية إصدار متحرّض فوتون بينما يُمتص فوتوناً في كل عملية امتصاص إن الكمية  $SdF$  يجب أن تكون مساوية للفرق بين الفوتونات الصادرة بالتحريض وتلك الممتصة والمتلاشية في الحجم المظلل خلال واحدة الزمن . باستخدام المعادلة (1.1.4) والمعادلة (1.1.6) لذا يمكن أن نكتب

$SdF = (W_{21}N_2 - W_{12}N_1)(Sdz)$  حيث إن  $Sdz$  هو حجم المنطقة المظلمة وباستخدام المعادلات (1.1.5), (1.1.7) و (1.1.9) نحصل على العلاقة :

$$dF = \sigma_{21}F \left[ N_2 - \left( \frac{g_2 N_1}{g_1} \right) \right] dz \quad (1.2.1)$$

لاحظ أنه في هذه العلاقة ، لم نأخذ بعين الاعتبار الانحلاالات المشعة وغير المشعة وفي الواقع لا تضيف الانحلاالات غير المشعة فوتونات جديدة والفوتونات الناتجة عن الانحلاالات المشعة تصدر في جميع الاتجاهات ويمكن اعتبار مساهمتها مهملة في زيادة تدفق الفوتونات الواردة  $F$  . تبين المعادلة (1.2.1) أن المادة تسلك كمضخم عند تحقق  $(dF/dz > 0)$  أي عند اسكان  $N_2 > g_2 N_1 / g_1$  بينما تسلك كمجسم ماص للفوتونات إذا كانت  $N_2 < g_2 N_1 / g_1$  ومن المعروف أنه في حالة التوازن الحراري تتحدد اسكانات سويات الطاقة بإحصاء بولتزمان وهكذا إذا كانت  $N_1^e$  و  $N_2^e$  تمثلان إسكان السويتين في حالة التوازن الحراري فإن :

$$\frac{N_2^e}{N_1^e} = \frac{g_2}{g_1} \exp \left[ -\frac{(E_2 - E_1)}{kT} \right] \quad (1.2.2)$$



الشكل 1.2

تغير تدفق الفوتونات  $dF$  لموجة مستوية تدفقها  $F$  تنتشر

على طول محور  $Z$  خلال المادة ومسافة  $dz$

حيث إن  $k$  ثابت بولتزمان و  $T$  درجة الحرارة المطلقة للمادة . ولهذا ففي حالة التوازن الحراري يكون لدينا  $N_2^e < g_2 N_1^e / g_1$  . وحسب المعادلة (1.2.1) تعمل المادة بمثابة مادة ماصة عند التردد  $\nu_0$  ، وهذا ما يحدث في الظروف الاعتيادية . ومن ناحية ثانية، في حالة عدم التوازن الحراري التي فيها  $N_2 > g_2 N_1 / g_1$  فإن المادة تعمل بمثابة مضخم . ويقال إن هناك انقلاباً إسكاني في المادة Population inversion، الذي يعني أن فرق الإسكان  $(g_2 N_1 / g_1) - N_2$  يعاكس في الإشارة ما هو قائم في التوازن الحراري  $[N_2 - (g_2 N_1 / g_1) < 0]$ ، أي موجب . والمادة التي يتحقق فيها هذا الانقلاب تعتبر وسطاً فعالاً *active-medium* .

إذا وقع تردد الانتقال  $\nu_0 = (E_2 - E_1) / kT$  ضمن المنطقة المايكروية microwave فيطلق على المضخم اسم مضخم ميزر maser Amplifier وكلمة ميزر مركبة من الأحرف الأولى للعبارة .

#### Microwave amplification by stimulated emission of radiation

أما إذا كان التردد  $\nu_0$  يقع ضمن المنطقة البصرية optical region فيطلق عليه اسم مضخم ليزر laser amplifier وكلمة ليزر أيضاً كلمة مكونة من الأحرف الأولى المذكورة أعلاه بعد إحلال الحرف L من الكلمة (Light) محل الحرف m في كلمة (microwave) . وعادة لا تقتصر كلمة ليزر على ترددات الضوء المرئي Visible Light فقط ولكن لأي تردد في المنطقة البعيدة أو القريبة من تحت الحمراء far or near infrared ، وفي المنطقة فوق البنفسجية وحتى في منطقة الأشعة السينية . ويشار إليها بليزرات الأشعة تحت الحمراء وفوق البنفسجية والأشعة السينية على التوالي .

ولكي نكوّن مذبذباً oscillator من المضخم فمن الضروري إدخال تغذية راجعة موجبة positive feedback ويتم الحصول عليها في المنطقة المايكروية بوضع المادة الفعالة داخل مجاوبة Resonant cavity ترددها  $\nu_0$  أما في حالة الليزر فغالباً ما يحصل على التغذية الراجعة بوضع المادة الفعالة بين مرآتين لهما انعكاسية عالية (مثال ذلك مرآتان مستويتان متوازيتان . انظر الشكل (1.3) . في هذه الحالة الموجة الكهرمغناطيسية المستوية التي تسير عمودياً على المرآتين سترتد ذهاباً وإياباً بين المرآتين وتتضخم في كل جولة خلال المادة . فإذا كانت إحدى المرآتين شفافة جزئياً فمن الممكن الحصول على حزمة خارجة output beam . و المهم ملاحظته أنه يجب للحصول على الحزمة الخارجة أن يتحقق شرط العتبة Threshold condition في حالتي الميزر والليزر . فمثلاً في حالة الليزر سيبدأ التذبذب عندما يعادل الربح في الفوتونات من المادة الفعالة الخسائر، في الليزر (مثلاً ، الخسائر الناتجة عن الاقتران الخارجي output coupling) .

واستناداً للمعادلة (1.2.1) فإن مقدار الربح لكل عبور في المادة الفعالة (أي النسبة بين تدفق الفوتونات الخارجة إلى التدفق الداخل) هو  $\exp \sigma [N_2 - (g_2 N_1 / g_1)] \times \ell$  حيث نعتبر  $\sigma = \sigma_{21}$  من أجل البساطة ، وأن  $\ell$  تمثل طول المادة الفعالة . لنفرض أن  $R_1$  و  $R_2$  هما الانعكاسية في الطاقة للمرآتين شكل 1.3، ولنفرض أن  $L_i$  كانت الخسائر داخل المجاوبة جراء عبور الحزمة مرة واحدة . فإذا كانت  $F$  تدفق الفوتونات التي تغادر سطح المرآة 1 في اللحظة  $t$  متجهة إلى سطح المرآة 2 وبالتالي فإن التدفق  $F'$  المغادر المرآة الأولى بعد دورة واحدة هو  $F' = F$  وبالتالي:

$$F' = F \exp \{ \sigma [N_2 - (g_2 N_1 / g_1)] \ell \} \times (1 - L_i) R_2 \times \exp \{ \sigma [N_2 - (g_2 N_1 / g_1)] \ell \} \times (1 - L_i) R_1$$



عند تحقق حد العتبة يكون لدينا :

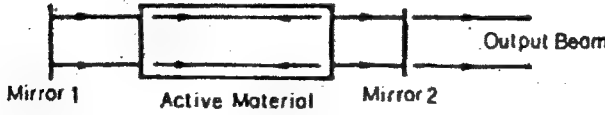
$$R_1 R_2 (1 - L_i)^2 \exp\{2\sigma[N_2 - (g_2 N_1 / g_1)]\ell\} = 1$$

وهذه المعادلة تبين أن شرط العتبة يتحقق عندما يصل انقلاب الإسكان

critical inversion ، ويدعى الانقلاب الحرج critical

inversion ويعطى بالعلاقة التالية :

$$N_c = -\frac{\ln R_1 R_2 + 2 \ln(1 - L_i)}{2\sigma\ell} \quad (1.2.3)$$



الشكل 1.3 مخطط لليزر

يمكن تبسيط المعادلة (1.2.3) إذا عرفنا المصطلحات التالية .

$$\gamma_1 = -\ln R_1 = -\ln(1 - T_1) \quad (1.2.4a)$$

$$\gamma_2 = -\ln R_2 = -\ln(1 - T_2) \quad (1.2.4b)$$

$$\gamma_i = -\ln(1 - L_i) \quad (1.2.4c)$$

حيث إن  $T_1$  و  $T_2$  هما نفوذيتا المرآتين وقد اعتبرنا امتصاصهما مهملاً .

وبالتعويض بالمعادلات (1.2.4)

و (1.2.3) تعطي .

$$N_c = \frac{\gamma}{\sigma\ell} \quad (1.2.5)$$

حيث إن :

$$\gamma = \gamma_i + \frac{(\gamma_1 + \gamma_2)}{2} \quad (1.2.6)$$

لاحظ أن الكمية  $\gamma_i$  ، المعرفة بالمعادلة (1.2.4c) وندعوها لوغار يتم الفقد الداخلي للمحاوبة. في الواقع عندما يكون  $L_i \ll 1$  كما يحصل عادة ، فإن لها  $\gamma_i \equiv L_i$ . وبنفس الطريقة وباعتبار أن  $T_1$  و  $T_2$  تمثلان الفقد في الحجرة ، فإن  $\gamma_1$  و  $\gamma_2$  والمعرفتان بالمعادلتين (1.2.4a - b) ، يمكننا أن ندعوها لوغار يتم الفقد في مرآتي المحاربة. وبالتالي ندعو الكمية  $\gamma$  والمعرفة بالمعادلة (1.2.6) إنها فقد المحاربة من أجل عبور واحد.

حالما يتحقق شرط الانقلاب الحرج يبدأ التذبذب بالنمو من الإصدار التلقائي. إذ إن الفوتونات الصادرة تلقائياً التي تسير موازية لمحور المحاربة ستبدأ عملية التضخيم هذا هو أساس المذبذب الليزري laser oscillator أو الليزر laser كما هو متعارف عليه .

### 1.3 مخططات الضخ Pumping schemes :

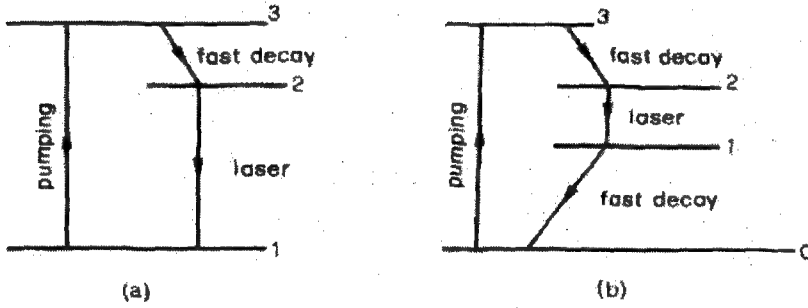
سوف ندرس كيفية الحصول على انقلاب الإسكان لمادة معينة. يبدو لأول وهلة أنه من المحتمل الحصول على انقلاب الإسكان من خلال تفاعل المادة مع حقل الكهربائي قوي لموجة كهرومغناطيسية ذات شدة كبيرة وربما صادرة من مصباح ضوئي شديد ، ترددها  $\nu = \nu_0$ . والمحدد بالمعادلة (1.1.1) ، بما أنه في حالة التوازن الحراري  $(N_1/g_1) > (N_2/g_2)$  يكون إسكان السوية 1 أكثر من إسكان السوية 2 وعليه فإن عملية الامتصاص تتغلب على عملية الإصدار المتحرض . ولهذا فإن الموجة القادمة سوف تحدث انتقالات من السوية 1 إلى 2 أكثر من الانتقالات من السوية 2

إلى 1. ونأمل بهذه الطريقة أن نصل إلى حالة انقلاب الإسكان . ولكن سندرك فوراً أن منظومة كهذا لا تصح (وخاصة في حالة الاستقرار) والواقع هو أنه عندما تصل الحالة التي يكون فيها إسكان السويتين متساوياً  $g_2 N_2 = g_1 N_1$  فإن عملية الامتصاص ستعادل عملية الإصدار المتحرض ووفقاً للمعادلة (1.2.1) ستصبح المادة شفافة. إن هذه الحالة غالباً ما تدعى باسم تشبع السويتين two-level Saturation ولذلك فمن المستحيل الحصول على الانقلاب الإسكاني باستخدام منظومة سويتين 1 و 2 فقط .

من الطبيعي أن نبحت فيما إذا كان من الممكن الحصول على الانقلاب الإسكاني باستخدام جملة ذرية ملائمة وتشتمل على أكثر من سويتين من بين السويات غير المحدودة لنظام ذري معين . وهذا ممكن كما دلت عليه التجربة . وبناء عليه سوف نتكلم عن الليزر ذي السويات الثلاثة والليزر ذي السويات الأربعة اعتماداً على عدد السويات المستخدمة (الشكل 1.4) .

في ليزر السويات الثلاثة (الشكل 1.4a) . ترفع الذرة بطريقة ما من السوية الأرضية إلى السوية 3 . فإذا انحلت الذرات بعد صعودها من السوية 3 بسرعة إلى السوية 2 . فيمكن الحصول على الانقلاب الإسكاني بين السويتين 1 و 2 أما في ليزرات السويات الأربعة الشكل (1.4b) فترفع الذرات من السوية الأرضية (وللسهولة سنطلق على هذه السوية الأرضية 0) إلى السوية 3 . فإذا انحلت الذرة بسرعة إلى السوية 2 فمن الممكن الحصول على الانقلاب الإسكاني بين السويتين 2 و 1 . ما أن تبدأ الذبذبة في مثل هذا الليزر فسوف تنتقل الذرات إلى السوية 1 (نتيجة الإصدار المتحرض) . وفي حالة الليزر المستمر فإنه لمن الضروري أن يكون

الانتقال  $0 \leftarrow 1$  سريعاً جداً ( هذا ممكن عادة بالتحلل غير إشعاعي). للتعويض واستمرار الصعود من  $3 \leftarrow 0$  .



#### الشكل 1.4

مخططي (a) ليزر السويات الثلاثة (b) ليزر السويات الأربعة

لقد رأينا كيف أنه من الممكن استعمال ثلاثة أو أربعة سويات من سويات الطاقة لمادة معينة للحصول على الانقلاب الإسكاني . إن عمل النظام وفق مخطط الثلاثة والأربعة سويات (أو بأي أسلوب كان) يعتمد على تحقق الشروط المختلفة والمحددة في أعلاه . وقد نتساءل لماذا نربك أنفسنا بمخطط السويات الأربعة في حين أن مخطط السويات الثلاثة يقدم لنا طريقة مناسبة للحصول على الانقلاب الإسكاني ؟ والجواب هو أنه يمكن عموماً الحصول على الانقلاب الإسكاني بسهولة أكبر في حالة السويات الأربعة عنها في حالة السويات الثلاثة . ولفهم ذلك لاحظ أن فرق الطاقة بين السويات المتعددة في الشكل 1.4 أكبر بكثير من  $kT$  . ووفقاً لإحصائيات بولتزمان Boltzman statistics [ راجع مثلاً معادلة (1.2.2) ] وحيث إن جميع الذرات في البداية تكون (أي في حالة التوازن) في السوية الأرضية . والآن لنفرض أن  $N_t$  تمثل الكثافة الكلية للذرات في المادة . ففي مخطط السويات الثلاثة تكون هذه

الذرات في البداية في السوية 1 ولنبدأ برفع الذرات من السوية 1 إلى السوية 3 . وبعدئذ ستتحل الذرات إلى السوية 2 . فإذا كان هذا الانحلال سريعاً لحد كاف فإن السوية 3 ستبقى فارغة تقريباً . لنفرض الآن وللتبسيط أن السويتين ليستا انطباقيتين أي  $g_1 = g_2 = 1$  أو أن لهم نفس درجة الانطباقية. فوفقاً للمعادلة (1.2.1)، فإن المفاهيم في الامتصاص

تتعوض من الربح عندما  $N_2 = N_1$  . وفي هذه الحالة يجب أولاً أن نرفع نصف عدد الذرات الكلي  $N_t$  إلى السوية 2 لتساوي عدد الذرات في السويتين 1 و 2 بعدئذ فإن أية ذرة ترفع سوف تسهم في الانقلاب الإسكاني . أما في ليزر الأربعة سويات. وبما أن السوية 1 فارغة من البداية فإن رفع أية ذرة إلى السوية 2 سوف تسهم في الحال بعملية الانقلاب الإسكاني.

بيّنت المناقشة السابقة أنه يجب البحث \_ ما أمكن \_ عن المادة التي يمكن أن تعمل كنظام ذي أربعة سويات بدلاً من نظام ذي ثلاثة سويات وواضح أنه يمكن استعمال أكثر من أربعة سويات أيضاً .

إن العملية التي بواسطتها ترفع الذرات من السوية 1 إلى السوية 3 (في مخطط السويات الثلاثة) أو من السوية 0 إلى السوية 3 (في مخطط السويات الأربعة) يطلق عليها الضخ pumping . ومن الناحية العملية توجد عدة طرق يمكن بواسطتها تحقيق هذا . فمثلاً بوساطة نوع من المضاييح ذات الشدة الكافية أو بوساطة التفريغ الكهربائي في داخل الوسط الفعال . ونشير للقارئ بالرجوع إلى الفصل الثالث للشرح الأكثر تفصيلاً عن عمليات الضخ المتنوعة . ونشير هنا إلى أنه إذا كانت السوية العليا الذي ضخت إليها الذرات فارغة، فإن معدل أشغال سوية الليزر العليا (2) عن طريق الضخ  $(dN_2 / dt)_p$  يمكن التعبير عنه بالآتي:

$$(dN_2 / dt)_p = W_p N_g \quad (1.3.1)$$

حيث إن  $N_g$  إسكان السوية الأرضية. لكل من ليزرات السويات الثلاثة أو الأربع سويات [أي سوية 1 أو سوية 0 في الشكل 4a و 1.4b، على التوالي] و  $W_p$  معامل ملائم وسيطلق عليه معدل الضخ. أن أهم حالة في ليزرات السويات الثلاثة هي في الواقع، ليزر الياقوت، Ruby laser، إنه أول ليزر عامل تم تركيبه وعم استعماله خلال فترة وجيزة. ومن أجل أغلب الليزرات ذات السويات الأربعة المستخدمة في الواقع العملي، فإن تفريغ السوية الأرضية وفقاً لعملية الضخ يمكن إهمالها. ونستطيع أن نكتب  $N_g = const.$  لتبسيط المعادلة السابقة.

$$(dN_2 / dt)_p = R_p \quad (1.3.2)$$

حيث  $R_p$  تدعى معدل الضخ في واحدة الحجم أو اختصاراً معدل الضخ. وللحصول على شرط العتبة Threshold فإن معدل الضخ يجب أن يصل إلى قيمة العتبة الحرجة critical التي سوف نشير لها بـ  $W_{cp}$ . ونحصل على التعبير الدقيق لـ  $W_{cp}$  في الفصل الخامس.

#### 1.4 خصائص حزم أشعة الليزر Properties of Laser beams :

يتميز شعاع الليزر بدرجة عالية جداً من:

(أ) أحادية اللون: monochromaticity (ب) الترابط coherence

(ج) الاتجاهية Directionality (د) السطوع brightness.

وندرس الآن هذه الخصائص.

#### 1.4.1 أحادية اللون monochromaticity :

من دون الدخول في التفاصيل الدقيقة نستطيع القول إن هذه الخاصية ناشئة عن: (أ) إمكانية تضخيم شبه انتقائي للموجات الكهرمغناطيسية ذات التردد  $\nu$  المحدد بالمعادلة (1.1.1) . (ب) أن كون المرآتين تشكلاان مجاوبة فالتذبذب يحدث فقط عند الترددات الرئيسية لهذه المجاوبة . وهذا يؤدي إلى كون عرض الخط Line width الليزري أضيق بكثير ، أكثر من 10 مراتب من قيمة عرض خط الانتقال  $1 \rightarrow 2$  في الإصدار التلقائي .

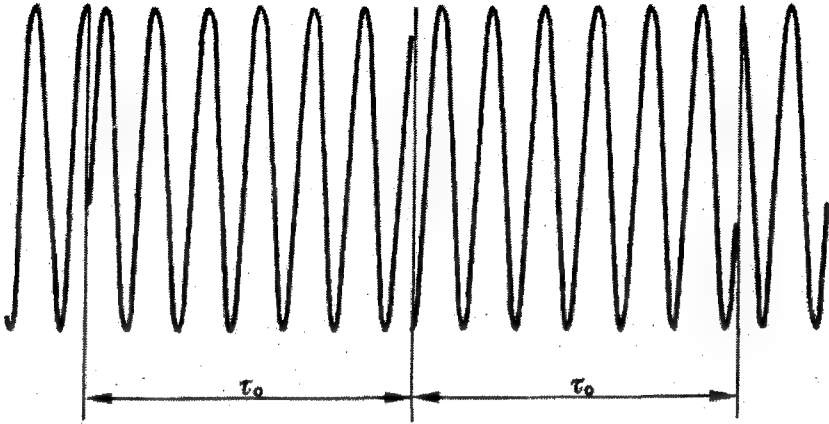
#### 1.4.2 الترابط coherence :

من الممكن إدخال المفهومين الآتين للترابط لأي موجة كهرمغناطيسية وهما الترابط المكاني Spatial والترابط الزماني Temporal .

لتوضيح الترابط المكاني نتصور نقطتين  $P_1$  و  $P_2$  في اللحظة  $t = 0$  تكونان على نفس صدر الموجة الكهرمغناطيسية . ونفرض أن الحقل الكهربائي عند هاتين النقطتين  $E_1(t)$  و  $E_2(t)$  على التوالي . ومن الواضح إن فرق الطور بين هذين الحقلين يساوي الصفر عندما  $t = 0$  . والآن إذا بقي فرق الطور صفر لأي زمن  $t > 0$  فيقال عندئذ أنه يوجد ترابط تام perfect coherence بين النقطتين . وإذا تحقق هذا لأي نقطتين على صدر الموجة فيقال أن الموجة لها ترابط مكاني تام . من الناحية التطبيقية لكي نحصل على ترابط جيد للطور ، لأي نقطة  $P_1$  يجب أن تقع النقطة  $P_2$  ضمن منطقة محددة حول النقطة  $P_1$  . وفي هذه الحالة يقال أن الموجة لها ترابط مكاني جزئي ويمكننا عند أي نقطة  $p$  إدخال سطح ترابط معين  $S_c(p)$  .

ولتوضيح الترابط الزمني نتصور المجال الكهربائي للموجة الكهرمغناطيسية عند نقطة معينة  $P$  في اللحظتين  $t$  و  $t + \tau$  . إذا بقي فرق الطور بين الحقلين ثابتاً بعد تأخر زمني محدد  $\tau$  . وبقي ثابتاً لأي زمن  $t$  فيقال إنه يوجد ترابط زمني خلال الفترة الزمنية  $\tau$  وإذا تحقق هذا لأية قيمة لـ  $\tau$  فيقال أن الموجة الكهرمغناطيسية لها ترابط زمني تام أما إذا تحقق هذا لتأخر زمني  $\tau$  بحيث أن  $0 < \tau < \tau_0$  فيقال أن الموجة تملك ترابط زمني جزئي بزمن ترابطه  $\tau_0$  .

وهذا موضح في الشكل 1.5 الذي بين موجة كهرمغناطيسية جييه حقلها الكهربائي يعاني تغيراً مفاجئاً بالطور بعد فترات زمنية تساوي  $\tau_0$  . نلاحظ أن مفهوم الترابط الزمني يتصل مباشرة بأحادية الطول الموجي ، وسنثبت أن الموجة الكهرمغناطيسية لها ترابط زمني  $\tau_0$  ولها عرض نطاق ترددي band width  $\Delta \nu \cong 1/\tau_0$  وهذا أيضاً واضح من المثال المبين في الشكل 1.5 .



الشكل 1.5

مثال موجة كهرمغناطيسية مترابطة وطول ترابطها الزمني يساوي تقريباً  $\tau_0$



ومن الجدير بالملاحظة أن مفهومي الترابط الزماني والمكاني لا يتوقفان أحدهما على الآخر . الواقع هو أنه يمكن إعطاء مثال لموجة لها ترابط مكاني تام وترابط زملي محدود (والعكس صحيح) .

نختتم هذا البند بالتأكيد على أن مفهومي الترابط الزماني والمكاني يقدمان فقط وصفاً ضمن المرتبة الأولى، أما من أجل المراتب العليا Higher Order فستدرس بالتفصيل في الفصول اللاحقة .

إن مثل هذه الدراسة أساس للفهم الكامل للاختلاف بين المصادر الضوئية الاعتيادية والليزر . وفي الواقع سنين أنه بفضل الفرق بين خصائص ترابط المرتبات العليا المناظرة ، فإن حزمة الليزر تختلف أساساً عن المصادر الضوئية الاعتيادية .

### 1.4.3 الاتجاهية Directionality :

إن خاصية الاتجاهية هي نتيجة مباشرة لكون أن المادة الفعالة موضوعة داخل مجاوبة مثل المرآتين المستويتين المتوازيتين كما في الشكل (1.3) والحقيقة هي أن تلك الأشعة التي تسير على طول محور المجاوبة (والتي تسير مجاورة له) هي وحدها التي تطيل البقاء داخل المجاوبة . وللحصول على فهم أدق لخصائص الاتجاهية لحزمة أشعة الليزر (أو على العموم لأي موجة كهرومغناطيسية) نجد من المناسب دراسة حالة أشعة ذات ترابط مكاني تام وأشعة ذات ترابط مكاني جزئي بشكل منفصل .

لندرس أولاً حالة الترابط المكاني التام . حتى في هذه الحالة فإن حزمة أشعة ذات قطر معين تبدي تفرقاً لا يمكن تفاديه نتيجة لظاهرة الانعراج . ومن الممكن إدراك هذا بمساعدة الشكل 1.6 .

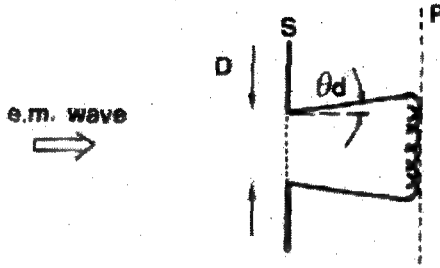
في هذا الشكل نفرض أنّ حزمة من الأشعة هي صدر لموجة مستوية وشدها منتظمة واردة على الحاجز S الذي يحتوي على فتحة قطرها D . استناداً إلى مبدأ هويغز Huygen's principle فإن صدر الموجة عند المستوي P الواقع خلف الحاجز يمكن الحصول عليه من تراكب الموجات المنبعثة من كل نقطة من الفتحة . وبسبب الحجم المحدود للفتحة فإن زاوية تفرق الأشعة  $\theta_d$  ذات قيمة محدودة ويعبر عنها حسب نظرية الانعراج بالمعادلة:

$$\theta_d = \beta \lambda / D \quad (1.4.1)$$

إذ إنّ  $\lambda$  الطول الموجي ، و D قطر حزمة الأشعة . و  $\beta$  معامل عددي numerical coefficient قيمته بحدود واحد تتوقف على شكل توزيع السعة وعلى الطريقة المتبعة في تعريف كل من التفرق وقطر الحزمة . إن حزمة الأشعة التي تفرقها يحدد بالمعادلة (1.4.1) التي هي حدود الانعراج Diffraction Limited .

أما إذا كان للموجة تناسق مكاني جزئي فإن تفرقها سيكون أكبر من القيمة الدنيا المحددة بالانعراج . والواقع هو أنه لأي نقطة من صدر الموجة مثل P فإن مبدأ هويغز (الشكل 1.6) يمكن تطبيقه فقط للنقاط التي تقع ضمن سطح الترابط  $S_c$  حول النقطة  $P'$  . ولهذا فإن سطح الترابط يعمل بمثابة فتحة محددة Limiting aperture للتراكب superposition المترابط للموجات الأولية . وعليه فإن تفرق الأشعة يعبر عنه بالعلاقة :

$$\theta = \frac{\beta \lambda}{(S_c)^{1/2}} \quad (1.4.2)$$



الشكل 1.6

تفرق موجة كهرومغناطيسية مستوية

بفعل الانعراج

إذ إن  $\beta$  هي معامل عددي وقيمته محدود الواحد وقيمته الدقيقة تعتمد على الطريقة المتبعة في تعريف كل من التفرق  $\theta_c$  و سطح الترابط  $S_c$ .

نختتم هذه الدراسة العامة لخصائص الاتجاهية للموجات الكهرومغناطيسية بالإشارة إلى أنه في شروط تشغيل مناسبة فإن الحزمة الخارجة من الليزر يمكن أن تكون محددة بالانعراج.

#### 1.4.4 السطوع Brightness :

يعرّف سطوع المنبع للموجات الكهرومغناطيسية بأنه القدرة الصادرة عن واحدة المساحة من السطح لكل وحدة زاوية مجسمة. ولكن أكثر دقة لنفرض أن  $dS$  تمثل عنصر مساحة السطح عند النقطة 0 للمنبع شكل 7a-1. يمكن تمثيل القدرة المنبعثة من  $dS$  ضمن زاوية مجسمة  $d\Omega$  حول الاتجاه  $00'$  بالعلاقة :

$$dP = B \cos \theta dS d\Omega \quad (1.4.3)$$

حيث  $\theta$  الزاوية بين  $00'$  والناظم  $n$  على السطح. لاحظ أن العامل  $\cos \theta$  يظهر من حقيقة أن الكمية الفيزيائية المهمة هي مسقط  $ds$  على مستوي عمودي على

الاتجاه  $00'$ . أي  $\cos \theta dS$ . تعرف الكمية  $B$  من المعادلة (1.4.3). وتدعى سطوع المنبع source brightness في النقطة  $O$  في الاتجاه  $00'$ .

والكمية  $B$  تعتمد على الإحداثيات القطبية polar coordinates  $\theta$  و  $\phi$  للاتجاه  $00'$  وكذلك على النقطة  $O$  نجد أن وعندما لا تتوقف  $B$  على  $\theta$  و  $\phi$  فيقال أن المنبع منتظم الخواص isotropic (مصدر لامبرت Lambert source).

لنعتبر الآن حزمة ليزر قدرتها  $P$ ، ومقطعها دائري قطره  $D$  وتفرقها  $\theta$  شكل (1-7b). ولما كانت  $\theta$  صغيرة جداً، فتكون  $\cos \theta \approx 1$ . وبما أن مساحة الحزمة تساوي  $\pi D^2 / 4$  والزاوية المحسمة للإصدار هي  $\pi \theta^2$ ، فنحصل وفقاً للمعادلة (1.4.3) على سطوع الحزمة من المعادلة:

$$B = \frac{4P}{(\pi D \lambda)^2} \quad (1.4.4)$$

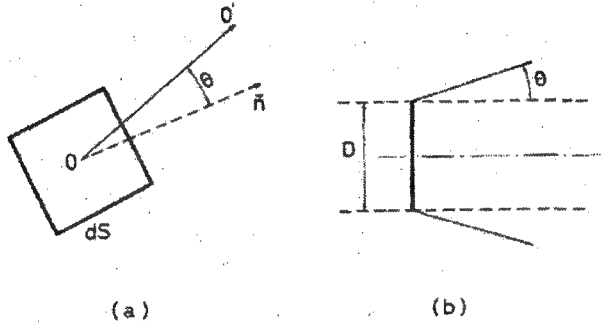
لاحظ انه ، في حد انعراج الحزمة ، لدينا  $\theta = \theta_D$  ، وباستخدام العلاقة (1.4.4) نحصل على:

$$B = \left( \frac{2}{\beta \pi \lambda} \right)^2 P \quad (1.4.5)$$

وهذا أشد سطوع للحزمة ذات القدرة  $P$ .

السطوع أهم وسيط لحزمة الليزر وبشكل عام لأي منبع ضوئي ولتوضيح ذلك إذا شكلنا الصورة لأي منبع ضوئي عبر جملة ضوئية معينة ، وفرضنا أن الجسم والصورة يقعان في نفس الوسط وليكن الهواء مثلاً، يتبن لدينا الخواص التالية: سطوع الصورة دائماً أقل أو يساوي سطوع المنبع وتتحقق المساواة عندما تعطي الجملة

تصويراً بدون فقد أو خسارة للضوء الصادر من المنبع وزيادة في التوضيح لنعتبر  
حزمة في الشكل (1-7B)

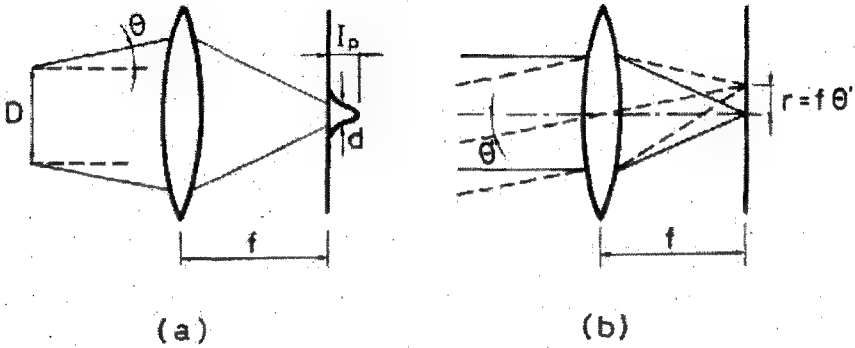


الشكل 1.7

(a) سطح السطوع في النقطة O من اجل منبع عام لأمواف كهرومغناطيسية

(b) سطوع الحزمة الليزرية ذات القطر D وزاوية تفرق  $\theta$

تفرقها يساوي  $\theta$  ، تمحرقها عدسة بعدها أحرقي  $f$  . ونقوم بحساب ذروة  
شدة الحزمة في المستوي الحرقى للعدسة شكل (1-8a) . للقيام بهذا الحساب نحلل  
الحزمة إلى مجموعة من الموجات المستوية وبامتداد زاوي  $\theta$  تقريباً حول اتجاه الانتشار.



الشكل 1.8

(i) توزيع الشدة لموجة كهرومغناطيسية لحزمة ليزرية تفرقها  $\theta$

(b) تحليل موجة مستوية من الحزمة الموضحة في المستوي الحرقى لعدسة

إن موجتين من مثل هذه الأمواج تصنعان فيما بينهما زاوية  $\theta$  كما هو مبين في الشكل (1-8b) بالخط المنقط. إن كل حزمة تتمحرق في نقطة متميزة وتفصلهما مسافة تساوي  $r = f\theta$ . وباعتبار أن الامتداد الزاوي للموجات المستوية يجعل من الحزمة في الشكل (1-8a) تساوي تفرق الحزمة تقريباً ، نستنتج أن نصف قطر البقعة المحرقة  $d$  في الشكل (1-8a) تساوي تقريباً  $d = 2f\theta$  ومن أجل عدسة مثالية لجهة الفقد أو الخسارة فإن الاستطاعة في مستويها المحرق تساوي الاستطاعة  $P$  للموجة الواردة. وتبلغ ذروة الشدة في المستوي المحرق  $I_p = 4P / \pi d^2 = P / \pi (f\theta)^2$  (1.4.4). وفي عبارات سطوع الحزم ووفقاً للمعادلة (1.4.4) لدينا  $I_p = (\pi/4)B(D/f)^2$ . تتزايد  $I_p$  مع تزايد قطر الحزمة  $D$ . وتصل إلى القيمة العظمى عندما تجعل  $D$  مساوية لقطر العدسة  $D_L$ . في هذه الحالة نحصل على :

$$I_p = \frac{\pi}{4} (N.A.)^2 B \quad (1.4.6)$$

حيث  $N.A = \sin[\tan^{-1}(D_L / f)] \cong (D_L / f)$ . العلاقة (1.4.6) أنه من أجل فتحة عددية معينة، تتوقف ذروة الشدة في المستوي المحرق لعدسة ما فقط على لمعان الحزمة .

وحق الليزر ذي الاستطاعة المعتدلة (مثلاً بضعة ميلي واطات) يكون سطوعه عدة مراتب orders magnitudes أكثر من أسطح المنابع الكلاسيكية المألوفة . وهذا يعود بالدرجة الأولى إلى الخصائص الاتجاهية العالية لحزمة أشعة الليزر وطبقاً للمعادلة (1.4.6) أن ذروة الشدة الناتجة في المستوي المحرق لعدسة ما تكون أكبر بعدة مراتب من حزم المنابع الكلاسيكية المقارنة وبالتالي فإن الحزمة الليزرية المتمحقة يمكن أن تصل إلى قيم عالية جداً وهذه ظاهرة يمكن الاستفادة منها في تطبيقات الليزر.

#### 1.4.5 مدة دوام النبضة القصيرة Short Pulse Duration

دون الخوض في التفاصيل في هذه المرحلة ، نذكر أنه بواسطة تقنية خاصة تدعى تثبيت النمط mode locking ، يمكن إنتاج نبضات ضوئية مدة دوامها تساوي تقريباً مقلوب عرض خط الانتقال الليزري  $1 \rightarrow 2$  . وهكذا في الليزرزات الغازية التي عرض خطوط انتقالها يكون نسبياً ضيقاً ، وعرض النبضة يتراوح بين  $0.1 \rightarrow 1 \text{ ns}$  نانوثانية لا تعتبر هذه النبضة قصيرة بشكل مميز ، في الواقع بعض مصابيح الوماضية يمكن أن تصدر نبضات ضوئية مدة دوامها إلى حد ما أقل من 1 نانوثانية. ومن جهة أخرى عرض الخط لبعض ليزرات الجسم الصلب والليزرزات السائلة يمكن أن يكون  $10^3$  إلى  $10^5$  مرة أكبر من تلك الذي لليزرزات الغازية ، في هذه الحالة يمكن توليد نبضات أقصر وأقل من  $10 \text{ fs}$  فيمتو ثانية . هذا ما يدفعنا إلى إمكانيات جديدة في بحث الليزر وتطبيقاته .

لاحظ أن خاصية قصر مدة دوام النبضة ، التي تقتضي تركيز للطاقة في الزمن التي يمكن اعتبارها بطريقة ما معادلة أحادية اللون ، التي تقتضي تركيز طاقة في طول الموجة . مع أن خاصية قصر مدة النبضة ربما يمكن اعتبارها أقل أهمية من أحادية اللون في الواقع ، جميع الليزرزات يمكن أن تعطي تناسقاً كبيراً ، لكن فقط الليزرزات التي تملك خطأ عريضاً يمكنها من حيث المبدأ مثل ليزرات الحالة الصلبة والليزرزات السائلة أن تنتج نبضات قصيرة جداً .

## 1.5 نماذج الليزر Laser Types

تتضمن أنواع الليزرز المختلفة والمطورة حتى الآن مجالاً واسعاً بارومترات التقنية والفيزيائية . في الحقيقة إذا أردنا تصنيف الليزرز بحسب الحالة الفيزيائية للمادة الفعالة يمكن أن نقسمها إلى ليزرر الحالة الصلبة أو السائلة أو الليزرر الغازية . وهناك حالة خاصة جداً هي حالة ليزر الإلكترون الحر حيث تتألف المادة الفعالة من الكترونات حرة تتحرك بسرعات نسبية وتمر عبر حقل مغناطيسي فراغي دوري . إذا قمنا بتصنيف الليزرر باعتماد الأطوال الموجية للإشعاع الصادر يمكن أن نسميها : ليزرر الأشعة تحت الحمراء ، الليزرر المرئية ، ليزرر الأشعة فوق البنفسجية وليزرر الأشعة السينية . يمتد مجال الأطوال الموجية الموافقة من 1 mm إلى 1 nm ( الحد الأعلى لأطوال موجات الأشعة السينية القاسية ) . يمكن أن تصل مرتبة امتداد الطول الموجي إلى  $10^6$  (تذكر أن المجال المرئي يسمح الأطوال الموجية تقريباً من 700nm إلى 400nm أي مرتبة امتداد المجال تساوي تقريباً العامل 2 ) . مجال طاقة خرج الليزرر يشمل مجالاً أوسع من القيم . من أجل ليزرر الموجة المستمرة cw تمتد قدرتها المعتادة من بضعة ميلي واط في الليزرر المستخدمة كمنبع إشارة (مثلاً في الاتصالات الضوئية أو في ماسحات التعرف الرقمية ) ، وإلى عشرات الكيلو واط ، في الليزرر المستخدمة في تعدين المواد والشغل عليها ، وإلى عدة ميغا واط (حتى الآن 5 ميغا واط ) ، في الليزرر المستخدمة في بعض التطبيقات العسكرية (مثلاً أسلحة الطاقة الموجهة ) .

في الليزرر النبضية يمكن أن تكون ذروة القدرة أكبر بكثير منها في ليزرر CW ويمكن أن تصل قيماً مرتفعة جداً مثلاً واحد بيتا واط (  $1 \text{pw} = 10^{15} \text{w}$  ) .



أو أيضاً من أجل الليزرزات النبضية ، فإن زمن استمرار النبضة يمكن أن يختلف في مجال واسع من واحد ميلي ثانية من أجل ليزرات تعمل ضمن مجال العمل الحر وفق نظام free running regime ( أي بدون مفتاح Q-switching أو في نظام مثبت النمط mode locking في عناصر المحاوبة الضوئية ) إلى حوالي 10 فيمتوثانية ( $1\text{fs}=10^{-15}\text{s}$ ) من أجل بعض ليزرات النمط المثبت . يمكن أن تختلف الأبعاد الفيزيائية لليزرزات بشكل كبير . من حيث طول المحاوبة مثلاً ، الطول يمكن أن يكون من مرتبة  $1\mu\text{m}$  من أجل أقصر الليزرزات وإلى أطوال تصل عدة كيلومترات ( مثلاً  $6.5\text{km}$  طول ليزر تم إعداده في كهف من أجل دراسات جيولوجية ) . يتضمن هذا المجال الواسع من البارومترات الفيزيائية والتشغيلية نقاط قوة ونقاط ضعف . فيما يتعلق بالتطبيقات هذا المجال الواسع للبارومترات يعطي إمكانيات عديدة في عدد من التطبيقات والعلوم الأساسية . ومن ناحية أخرى ومن حيث التسويق التجاري فإن هذا الاختلاف الواسع في التجهيزات والأنظمة يعدّ عقبة أمام الإنتاج الواسع ويرتبط ذلك بإمكانية تخفيض أسعار الكلفة .

ليزرزات النبضات طاقات قمة النبضة أكبر من طاقة ليزرات الموجة المستمرة ، وتبلغ قيمة طاقة النبضة أكثر من  $1\text{P.W}(10^{15}\text{W})$  ونذكر هنا من أجل الليزرزات النبضية مدة دوام النبضة علي فترات متباعدة من ميلي ثانية  $1\text{ms}$  مستوي نوعي لليزرزات العاملة) بالنظام الذي ندعوه النظام الحر أي بدون أي Q-switching أو عنصر النمط المغلق mode-locking في الحجرة ) إلى حوالي  $10\text{fs}$  فيمتوثانية ( $1\text{fs s}$ )  $10^{-15}$  = لبعض الأنماط الليزرية المغلقة . وتغيير الأبعاد الفيزيائية بشكل واسع . وفي عبارة طول الحجرة يمكن أن تكون حتى من  $1\mu\text{m}$  لأقصر ليزر إلى أكثر من كيلو متر واحد ومن أجل أطول ليزر يصل إلى  $6.5\text{Km}$  طويلاً ، وقد وضع في كهف

المجال العريض لمعاملات التشغيل الفيزيائية وتمثل القوة والضعف . وعلى قدر ما يتعلق بالتطبيقات . فإن عرض مجال العوامل يقدم إمكانيات ضخمة وكبيرة في حقول أساسية ومن حقول التطبيقات العلمية.

## مسائل

1.1 : الجزء المهم من الطيف الكهرومغناطيسي في حقل الليزر يبدأ من منطقة الموجات دون المليمتر ولغاية منطقة الأشعة السينية . وهذا يتضمن المناطق الآتية: (1) الأشعة تحت الحمراء البعيدة .

(2) الأشعة تحت الحمراء القريبة (3) الأشعة المرئية (4) الأشعة فوق البنفسجية (uv) و (5) الأشعة فوق البنفسجية الفراغية (vuv) و (6) الأشعة السينية اللينة (7) الأشعة السينية . أوجد من الكتب مدى الأطوال الموجية للمناطق المذكورة أعلاه ، احفظ أو سجل هذه الأطوال الموجية لأنها كثيراً ما تستخدم في هذا الكتاب .

1.2 : خاصة للسؤال السابق احفظ أو سجل الأطوال الموجية للضوء الأزرق والأخضر والأحمر .

1.3 : كانت السويتان 1 و 2 في الشكل (1.1) مفصولتين بطاقة  $E_2 - E_1$  بحيث أن تردد الانتقال الحاصل يقع في المنطقة الوسطى من الطيف المرئي . احسب النسبة بين إسكان السويتين في حالة التوازن الحراري عند درجة حرارة الغرفة .

1.4 : حالة التوازن الحراري عند  $T = 300^0 \text{ K}$  تكون النسبة بين إسكان سويتين من السويات الطاقة  $N_2 / N_1$  يساوي  $1/e$  . احسب التردد  $\nu$  للانتقال بين هاتين السويتين . في أي منطقة من مناطق الطيف الكهرومغناطيسي يقع هذا التردد ؟

1.5 : ليزري يتكون من مرآتين ذوات الانعكاسية  $R_1 = 1$  و  $R_2 = 0.5$  وطول المادة الفعالة  $L = 0.75 \text{ cm}$  والمقطع العرضي للانتقال  $\sigma = 8.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$  احسب حد العتبة لانقلاب الإسكان .

1.6 : أشعة من ليزر الياقوت ( $\lambda = 0.694 \mu m$ ) أرسلت إلى القمر بعد مرورها خلال تلسكوب قطره متر واحد. احسب قطر الحزمة D على القمر ، على فرض أن هذه الحزمة لها تناسق مكاني تام . (المسافة بين الأرض والقمر تساوي تقريباً 384.000 Km) .

## الفصل الثاني

### تفاعل الإشعاع مع المادة

### Interaction of Radiation With Matter

#### 2.1 مقدمة .

#### 2.2 ملخص نظرية إشعاع الجسم الأسود

#### 2.3 الإصدار التلقائي

#### 2.4 الامتصاص والإصدار المتحرض

#### 2.5 عمليات توسيع خطوط الطيف

#### 2.6 الانحلال غير الإشعاعي

#### 2.7 الانحلال أو السويات الشديدة الترابط

#### 2.8 الإشباع

#### 2.9 العلاقة بين المقطع العرضي وعمر الإشعاع التلقائي

#### مسائل

## تفاعل الإشعاع مع المادة

### Interaction of radiation with Matter

#### 2.1 مقدمة .

يبحث هذا الفصل في التفاعل بين الإشعاع والذرات والأيونات التي تفاعلها مع الوسط المحيط يمكن اعتباره مهماً ، مثل هذه الذرات أو الأيونات هي ذرات غلز أو أيونات شوائب في بلورة أيونية . وباعتبار أن موضوع تفاعل الإشعاع مع المادة واسع جداً ، سنقتصر في مناقشته على الظاهرة المتعلقة بالذرات والأيونات المتفاعلة كوسط فعال . بعد مقدمة عن نظرية إشعاع الجسم الأسود ، التي هي الحجر الأسلس لكل الفيزياء الحديثة ، سنعتبر العمليات الأولية في الامتصاص ، الإصدار المتحرّض ، الإصدار التلقائي ، والانحلال غير المشع . وهذا في البداية بافتراضات مبسطة لأوساط ممددة وشدات ضوئية ضعيفة . وقد اعتبرنا فيما بعد حالات تتضمن أشعة عالية الشدة وأوساط مادية كثيفة ( وهذه تقود إلى ظواهر إشباع وإصدارات تلقائية مضخمة ) وعدد هام من المواضيع المتعلقة بالفيزياء الفوتونية لليزرزات الصبغة ، ليزررات الالكترونات الحرة ، مع أنها أقل عمومية ، وقد لحظنا ليزررات الأشعة السينية لكن بشكل موجز في الفصل الأخير .

## 2.2 ملخص نظرية إشعاع الجسم الأسود :

### SUMMARY OF BLACKBODY RADIATION THEORY

لنتصور تجويفاً مملوءاً بمادة عازلة متجانسة وموحدة الخواص في جميع الاتجاهات (isotropic) . إذا كان جدار التجويف عند درجة حرارة ثابتة (T) فسيستمر بإشعاع وامتصاص طاقة على شكل موجات كهرومغناطيسية . وعند تساوي معدلي الإشعاع والامتصاص فإن حالة من التوازن تتم في كل من جدران التجويف وجميع نقاط الوسط العازل . وهذه الحالة يمكن وصفها بدلالة كثافة الطاقة  $\rho$  التي تمثل الطاقة الكهرومغناطيسية في واحدة الحجم داخل التجويف .

وبما أننا نتكلم عن الإشعاعات الكهرومغناطيسية . فإن كثافة الطاقة هذه يمكن أن يعبر عنها كتابع للحقل الكهربائي  $E(t)$  والحقل المغناطيسي  $H(t)$  وحسب العلاقة المعروفة :

$$\rho = \frac{1}{2} \epsilon E^2(t) + \frac{1}{2} \mu H^2(t) \quad (2.2.1)$$

إذ إن  $\epsilon$  و  $\mu$  هما على التوالي ، ثابت العزل dielectric constant والنفاذية المغناطيسية magnetic permeability للوسط داخل التجويف .

وسوف نعبر عن التوزيع الطيفي لطاقة الإشعاع الكهرومغناطيسية بالكمية  $\rho_v$  حيث  $v$  تابع للتردد . إن هذه الكمية تتحدد على النحو الآتي :  $\rho_v dv$  تمثل كثافة طاقة الإشعاع ضمن مجال التردد بين  $v$  و  $v + dv$  ومن البديهي أن تكون العلاقة بين  $\rho$  و  $\rho_v$  هي التالية :

$$\rho = \int_0^\infty \rho_v dv \quad (2.2.2)$$

لنفرض أن ثقباً قد جعل في جدار الحجرة . إذا اعتبرنا  $I_v$  التي هي الشدة الطيفية للضوء تمر من الثقب ، يمكننا أن نبين أن  $I_v$  تتناسب طردياً مع  $\rho_v$  وفق العلاقة البسيطة التالية :

$$I_v = \left( \frac{c}{4n} \right) \rho_v \quad (2.2.3)$$

حيث أن  $c$  سرعة الضوء في الفراغ و  $n$  قرينة انكسار الوسط في داخل الحجرة . ويمكن البرهنة على أن التوزيع الطيفي للطاقة  $\rho_v$  وحتى  $I_v$  هي توابع عامة لا تتوقف على مادة أو شكل التجويف وتتوقف فقط على التردد  $\nu$  ودرجة حرارة التجويف  $T$  وهذه الصفات لـ  $\rho_v$  يمكن الوصول إليها من خلال تطبيق بسيط لنظرية الترموديناميك . لنفترض أن لدينا تجويفين بأشكال اعتباطية مختلفة جدرانهم عند نفس درجة الحرارة  $T$  . يمكن إبقاء درجة حرارة التجويفين عند نفس القيمة  $T$  بأن نجعل جدران التجويفين على تماس مع منظمين حراريين لهما نفس درجة الحرارة  $T$  ولنفرض أنه من أجل التردد  $\nu$  لدينا كثافة للطاقة  $\rho_v'$  في التجويف الأول ، أكبر من القيمة المرادفة  $\rho_v''$  في التجويف الثاني . والآن نوصل التجويفين بصرياً من خلال فتحة نحدثها على جداريهما . ونتصور أيضاً أن هناك مرشحاً للإشعاعات المتبادلة بين التجويفين وهذا المرشح يسمح بالمرور من خلاله فقط لتلك الترددات ضمن مدى ضيق حول التردد  $\nu$  ، فلو كانت  $\rho_v' > \rho_v''$  فوفقاً للمعادلة (2.2.3) ،  $I_v' > I_v''$  وسيحصل فائض في تسرب الطاقة الكهرومغناطيسية من التجويف الأول إلى التجويف الثاني . لكن عدم التوازن هذا في تبادل الطاقة يتناقض مع القانون الثاني للترموديناميك وذلك لأن التجويفين عند نفس درجة الحرارة ، وعليه وفقاً للمبدأ الثاني للترموديناميك يجب أن يكون  $\rho_v' = \rho_v''$  وعند جميع الترددات .



كان حساب التابع العام  $\rho_v(\nu, T)$  من المسائل المستعصية بالنسبة للفيزيائيين في بداية القرن العشرين . وقد أعطى العالم بلانك الحل الكامل للمسألة بعدما أدخل فرضية تكميم طاقة الإشعاع light quanta وعلى هذا فإن نظرية إشعاع الجسم الأسود تعتبر إحدى دعائم الفيزياء الحديثة .

بما أن التابع  $\rho_v$  لا يتوقف على شكل التجويف أو على طبيعة المادة العازلة داخله ، فيمكننا أن ندرس ولغرض السهولة تجويفاً على شكل متوازي المستطيلات مملوء بمادة عازلة وجدرانها موصلة مثالية

## 2.2.1 أنماط حجرة متوازية المستطيلات Modes of Rectangular Cavity

لنعتبر الحجرة الممثلة في (الشكل 2.1) ولكي نحسب التابع  $\rho_v$  ندرس أولاً موجة كهرومغناطيسية مستقرة يمكن أن تتكون داخل التجويف . ووفقاً لمعادلات ماكسويل يجب أن يحقق الحقل الكهربائي  $E(x, y, z, t)$  المعادلة الموجية الآتية:

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c_n^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (2.2.4)$$

حيث إن  $\nabla^2$  هي مؤثر لابلاس و  $c_n$  هي سرعة الضوء في الوسط المدروس وفضلاً عن ذلك فالحقل الكهربائي  $E$  يجب أن يحقق الشرط الحدي عند الجدران:

$$E \times n = 0 \quad (2.2.5)$$

حيث  $n$  هي العمود الناقم على الجدار المدروس وهذا الشرط يوضح الحقيقة التي تبين أن المركبة المماسية للحقل الكهربائي يجب أن يساوي الصفر على حافة جدار التجويف .

يمكن أيضا التحقق بسهولة أن المسألة يمكن حلها بطريقة فصل المتحولات .  
فلو كتبنا :

$$E = u(x, y, z)A(t) \quad (2.2.6)$$

ولنعوض هذه الصيغة في المعادلة (2.2.4) فسنحصل على :

$$\nabla^2 u = -k^2 u \quad (2.2.7a)$$

$$\frac{d^2 A}{dt^2} = -(ck)^2 A \quad (2.2.7b)$$

حيث  $k$  ثابت . وتعتبر الصيغة التالية عن الحل العام للمعادلة (2.2.7b) وهي :

$$A = A_0 \sin(\omega t + \phi) \quad (2.2.8)$$

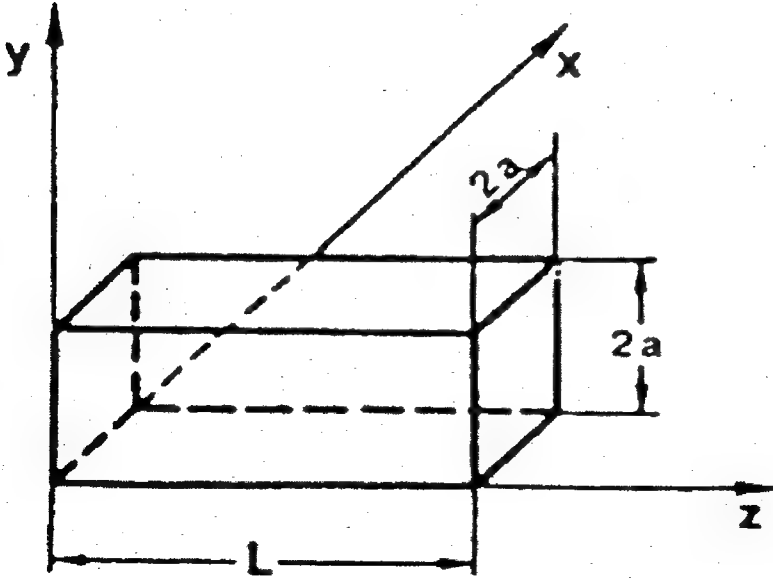
ذلك أن  $A_0$  و  $\phi$  ثوابت اعتباطية وأن :

$$\omega = c_n k \quad (2.2.9)$$

$\omega = ck$  ووفقا لصيغة  $A(t)$  المبينة في المعادلة (2.2.8) فإننا نتبين أن الحل

(2.2.6) يمكن أن تكتب :

$$E(x, y, z, t) = E_0 u(x, y, z) \exp j(\omega t + \phi) \quad (2.2.9a)$$



الشكل 2.1

حجرة متوازية المستطيلات جدرانها مثالية التوصيل درجة حرارتها  $T$

يمثل موجة كهرومغناطيسية مستقرة ضمن التجويف. ومن الواضح أن سعة التذبذب عند أي نقطة من التجويف ثابتة مع الزمن. إن حلا على غرار المعادلة (2.2.6) يدعى نمط الموجة الكهرومغناطيسية للتجويف.

والآن نعود إلى حل المعادلة  $\nabla^2 u = -k^2 u$  التي تدعى بمعادلة هيلمهولتز على أن

يتم تحقيق الشرط الحدي في المعادلة  $E \times n = 0$ . ويمكن الإثبات بسهولة أن الصيغ:

$$\begin{aligned} u_x &= e_x \cos k_x x \sin k_y y \sin k_z z \\ u_y &= e_y \sin k_x x \cos k_y y \sin k_z z \\ u_z &= e_z \sin k_x x \sin k_y y \cos k_z z \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

تحقق المعادلة (2.2.7a) لأي من قيم  $(e_x, e_y, e_z)$  بشرط أن :

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \quad (2.2.11)$$

وفضلا عن ذلك ، فإن الحل (2.2.10) يحقق الشرط الحدي (2.2.5) عند المستويات الثلاثة  $x=0$  و  $y=0$  و  $z=0$  . ولو طبقنا الشرط الحدي عند الجدران الأخرى للتجريف فسيبتج :

$$k_x = \frac{l\pi}{2a}$$

$$k_y = \frac{m\pi}{2a} \quad (2.2.12)$$

$$k_z = \frac{n\pi}{L}$$

إذ إن  $l$  و  $m$  و  $n$  أعداد صحيحة موجبة اعتباطية ، كما أن المعنى الفيزيائي لهذه الأعداد هي أنها تمثل عدد العقد التي يمتلكها النمط الموجي بالاتجاهات  $x$  و  $y$  و  $z$  على التوالي . وتتحدد قيم  $k_x$  و  $k_y$  و  $k_z$  بناء على القيم المأخوذة لـ  $l$  و  $m$  و  $n$  ووفق المعادلتين (2.2.9) و (2.2.11) يتحدد التردد الزاوي  $\omega$  للنمط الموجي بالعلاقة :

$$\omega_{l,m,n}^2 = c_n^2 \left[ \left( \frac{l\pi}{2a} \right)^2 + \left( \frac{m\pi}{2a} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 \right] \quad (2.2.13)$$

قد أوضحنا بصورة ظاهرة أن تردد النمط الموجي يتوقف على المعاملات  $l$  و  $m$  و  $n$  . لا زال النمط الموجي غير محدد بصورة تامة ذلك لأنه ما تزال قيم  $e_x$  و  $e_y$  و  $e_z$  اعتباطية . إن معادلات ماكسويل تعطينا شرطا آخر يجب تحقيقه من قبل الحقل

الكهربائي ، وهو أن  $(\nabla \cdot u = 0)$  . وبناء على ذلك نحصل باستخدام المعادلة (2.2.10) على :

$$e \cdot x k = 0 \quad (2.2.14)$$

في هذه المعادلة قد أدخلنا المتجهين  $e$  و  $k$  اللذين لهما المركبات  $(e_x, e_y, e_z)$  و  $(k_x, k_y, k_z)$  بالاتجاهات  $(x, y, z)$  على التوالي . وعلى ذلك فإن المعادلة (2.2.14) توضح أنه من بين الكميات الثلاث  $(e_x, e_y, e_z)$  كميتان فقط مستقلتان . والحقيقة هي أنه متى حددنا  $(l, m, n)$  أي متى حددنا  $k$  . فإن المتجه  $e$  يتحدد بأنه يقع في المستوي العمودي على المتجه  $k$  . ففي هذا المستوي يكون هناك درجتا حرية فقط للمتجه  $e$  . وعلى هذا فإن هناك نمطين فقط للمتجه  $e$  ، وأن أي متجه آخر واقع في هذا المستوي يمكن التعبير عنه بتركيب خطي من المتجهين  $e$  و  $k$  .

دعنا الآن نحسب عدد الأنماط الموجية المختلفة  $N_v$  ذات الترددات الرنانة من 0 إلى  $v$  في داخل التجويف . إن هذا العدد يساوي أيضا عدد الأنماط التي يكون فيها متجه الموجة  $k$  الذي تنحصر قيمته بين 0 و  $2\pi v/c$

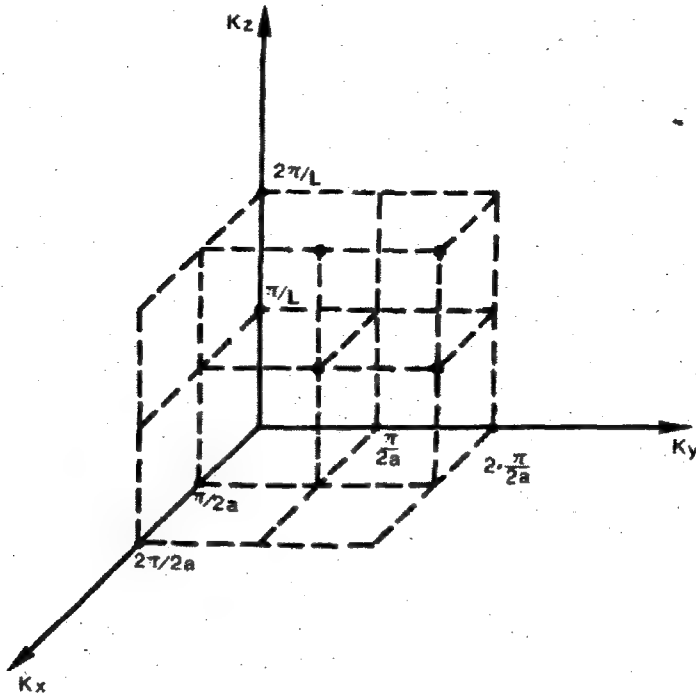
ومن المعادلة (2.2.12) والشكل (2.2) فإن  $k$  المسموحة تشكل متجهات تربط نقطة الأصل ونقاط العقد في النسق الثلاثي الأبعاد الذي إحداثياته  $(k_x, k_y, k_z)$  . ومن البديهي أن هناك تكافؤا واحدا لواحد بين نقاط العقد هذه ، وبين المتجهات  $k$  المسموحة . لكن بما أن  $k_x$  و  $k_y$  و  $k_z$  هي كميات موجبة فعلينا فقط حساب تلك النقاط التي تقع في الثمن الموجب من نظام الإحداثيات المبين أعلاه . إن عدد تلك النقاط التي تعود لـ  $k$  محصورة بين 0 و  $2\pi v/c$  يساوي  $1/8$  من النسبة بين حجم كرة نصف قطرها  $2\pi v/c$  متمركزة عند نقطة الأصل وحجم الخلية الواحدة في النسق

ذي الأبعاد  $(\frac{\pi}{2a}, \frac{\pi}{2a}, \frac{\pi}{L})$  . وكما قلنا سابقا إن هناك نمطين مسموحين لكل قيمة من قيم  $k$  . ولذلك فإن :

$$N_{(v)} = 2 \frac{(1/8)(4/3)\pi(2\pi v/c_n)^3}{(\pi/2a)(\pi/2a)(\pi/L)} = \frac{8\pi v^3}{3c_n^3} V \quad (2.2.15)$$

حيث  $V$  الحجم الكلي للحجرة . إذا فرضنا أن  $p_v$  عدد الأنماط في واحدة الحجم وفي واحدة المجال من التردد، فنحصل على :

$$p_v = \frac{1}{V} \frac{dN}{dv} = \frac{8\pi v^2}{c_n^3} \quad (2.2.16)$$



شكل (2.2)

رسم توضيحي لكثافة الأنماط في الحجرة التجاوية الممثلة في شكل 2.1 كل نقطة في الشبكة

توافق لنمطي حجرة

## 2.2.2 صيغة إشعاعات رايلي - جيتز وبلانك :

### Rayleigh-Jeans and Planck Radiation Formula

بعد حساب المقدار  $p_v$  نستطيع حساب كثافة الطاقة  $\rho_v$  . نبدء بكتابة  $\rho_v$  كناتج جداء عدد من الأنماط في واحدة الحجم وفي واحدة المجال الترددي و  $p_v$  مضروبة بالطاقة الوسطى  $\langle E \rangle$  المحتواة في كل نمط أي :

$$\rho_v = p_v \langle E \rangle \quad (2.2.17)$$

لحساب  $\langle E \rangle$  نفرض أن جدران الحجرة بقيت في درجة حرارة ثابتة  $T$  . وفقا لإحصاء بولتزمان ، فإن الاحتمالية  $dp$  لكي تأخذ الطاقة لنمط ما في هذه الحجرة قيمة بين  $E$  و  $E + dE$  تعطى بالعلاقة  $dp = C \exp[-(E/kT)]dE$  ، حيث  $C$  ثابتة تحدد قيمتها من شرط التوحيد التالي  $\int_0^\infty C \exp[-(E/kT)]dE = 1$

وبالتالي فالقيمة الوسطى  $\langle E \rangle$  للطاقة تعطى بالعلاقة :

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^\infty E \exp[-(E/kT)]dE}{\int_0^\infty \exp[-(E/kT)]dE} = kT \quad (2.2.18)$$

و نحصل من المعادلتين (2.2.16) و (2.2.18) :

$$\rho_v = \left( \frac{8\pi\nu^2}{c_n^3} \right) kT \quad (2.2.19)$$

وهذه العلاقة التي تدعى صيغة رايلي - جيتز وبلانك . مع أنها لا تتوافق مع النتائج التجريبية . في الواقع يبدو هذا واضحا مباشرة أن تكون المعادلة (2.2.19) غير صحيحة ، لأنها تقتضي كثافة طاقة كلية  $\rho_v$  لانهائية انظر العلاقة (2.2.2) . ومهما مثلت العلاقة (2.2.19) تبقى النتيجة الحتمية للنظرية الكلاسيكية .

بقيت المسألة غير محلولة حتى أدخل بلانك فرضية التكميم في الضوء في بداية القرن العشرين. وفرضية بلانك الأساسية نصت أن الطاقة لنمط معين لا تأخذ قيما اعتباطية من 0 إلى  $\infty$ . كما كانت مفروضة ضمينا في المعادلة (2.2.18)، لكن القيم المسموحة للطاقة هي مضاعفات لكمية صحيحة، متناسبة مع تردد النمط وبعبارة أخرى فرض بلانك أن طاقة النمط تكتب على الشكل التالي :

$$E = nh\nu \quad (2.2.20)$$

حيث  $n$  عدد صحيح موجب و  $h$  ثابت دعيت مؤخرا ثابت بلانك. وبدون الدخول بالتفاصيل حول هذه الفرضية الأساسية. نلاحظ بشكل أساسي أنه يقتضي أن يتم تبادل الطاقة بين داخل الحجرة وجدرانها بشكل كمات طاقة منفصلة من مقادير  $h\nu$ . وهذه أصغر كمية يمكن أن تتبادل وتدعى كوانتا ضوئية أو فوتون وطبقا لهذه الفرضية، تعطى الطاقة الوسطى للنمط بالمعادلة التالية :

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nh\nu \exp[-(nh\nu / kT)]}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp[-(nh\nu / kT)]} = \frac{h\nu}{\exp(h\nu / kT) - 1} \quad (2.2.21)$$

إن هذه العلاقة تختلف بصورة واضحة عن الصيغة الكلاسيكية المعبر عنها في المعادلة (2.2.18) إلا أنه عندما  $h\nu \rightarrow 0$  فإن المعادلة (2.2.21) تنطبق مع المعادلة (2.2.18). ومن المعادلتين (2.2.16) و (2.2.17) نحصل على معادلة بلانك :

$$\rho_{\nu} = \frac{8\pi\nu^2}{c_n^3} \frac{h\nu}{\exp(h\nu / kT) - 1} \quad (2.2.22)$$



هذه المعادلة تتفق بصورة تامة مع النتائج العملية بشرط أن نختار  $h \approx 6.62 \times 10^{-34} \text{ Js}$  . يوضح الشكل (2.3) سلوك  $\rho_\nu$  كتابع للتردد لقيمتين من درجات الحرارة  $T$  . وأخيرا نلاحظ أن النسبة :

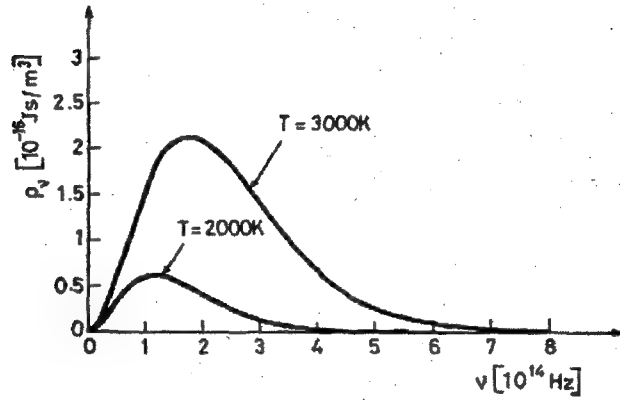
$$\langle \phi \rangle = \frac{\langle E \rangle}{h\nu} = \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (2.2.23)$$

التي تعطي القيمة الوسطى لعدد الفوتونات  $\langle \phi \rangle$  لكل نمط . إذا اعتبرنا التردد  $\nu$  في المجال الضوئي ( $\nu \approx 4 \times 10^{14} \text{ Hz}$ ) ، نحصل على  $h\nu = 1 \text{ eV}$  . من أجل  $T \approx 300 \text{ K}$  فيكون لدينا  $kT \approx (1/40) \text{ eV}$

لذلك نحصل من المعادلة (2.2.23) ،  $\langle \phi \rangle \approx \exp(-40)$  وهذه القيمة الوسطى لعدد الفوتونات في النمط ، أما القيمة لإشعاع الجسم الأسود في درجة حرارة الغرفة ، أقل بكثير من الواحدة . وهذه القيمة يجب أن تقارن مع عدد الفوتونات  $\phi_0$  التي يمكن الحصول عليها في حجرة الليزر من أجل نمط ليزري وحيد.

### 2.2.3 فرضية بلانك وتكميم الحقل Field Quantization

أخذت فرضية بلانك الأساسية المعطاة بالمعادلة (2.2.20) بشيء من الحذر وليس الارتياح بعد اقتراحها . و حتى البعض اعتبرها حيلة رياضية لتحويل التكامل (2.2.18) إلى جمع (2.2.21) للحصول ، بالخط ، على نتيجة تتوافق مع التجارب . ومع ذلك فإن نظرية المفعول الكهرضوئي لأينشتاين (1904) ، التي استندت بشكل رئيسي على فرضية بلانك ، أعطت مباشرة دعما وبديهية لفرضية بلانك أنها في الواقع صحيحة .



الشكل 2.3

المنحني البياني للتابع  $\rho_v(\nu, T)$  كتابع للتردد من اجل قيمتين لدرجة الحرارة  $T$

وبعد ذلك انقضت عدة سنوات ، قبل أن تأخذ هذه النظرية الإدراك التبريري الكامل بواسطة نظرية ديراك في الحقل الكوانتي (1927). مع أن الوصف المفصل للحقل الكمم يتعدى منظار هذا الكتاب لكنه من المفيد أن نكرس قسماً صغيراً لتوضيح كيفية بروز الحقل الكمم . وهذا يساعد على فهم أعمق لبعض الأبحاث التي ستطرق إليها لاحقاً في هذا الكتاب .

لنعتبر نمطاً لموجة كهرومغناطيسية للحجرة . أي ، تتميز بنموذج شكل موجة مستقرة معين ، وليكن  $\nu$  تردد تجاوبها . إذا كانت  $E_x(r, t)$  و  $H_y(r, t)$  المركبات الآنية للحقل الكهربائي والمغناطيسي ، على التوالي ، فإن كثافة الطاقة  $\rho$  تعطى بالعلاقة (2.2.1) وطاقتها تساوي :

$$E = \int \rho dV \quad (2.2.24)$$

حيث  $V$  هو حجم الحجرة . ولكي نفهم مبادئ نظرية الحقل الكمم ، يجب أن نميز أنه في حالة مشاهدة للجزء ، إن الكميتين الزوج  $H_y(r, t)$  و  $E_x(r, t)$

لا يمكن معرفة قياسهما بأن واحد وبأية دقة . هذا يعني أنه توجد صيغة لهايزنبرغ في عدم التعيين تربط بين  $E_x(r,t)$  و  $H_y(r,t)$  مشابهة لتلك الموجودة بين الموضع  $q_x$  والدفع  $p_x$  للجسيم المتحرك في الاتجاه  $x$ . لاحظ أن علاقة عدم التعيين لهايزنبرغ بين  $q_x$  و  $p_x$  يمكن أن تعطي نقطة البداية للنظرية الكمومية للجسيم . تبين في الواقع أن النظرية الكلاسيكية في الميكانيك ، التي تعتمد بشكل رئيسي على المتحولين القلنونيين  $p_x$  و  $q_x$  ، لم تعد صالحة . وبنفس الطريقة فعلاقات عدم التعيين بين  $H_y(r,t)$  و  $E_x(r,t)$  يمكن أن تعطي نقطة البداية للنظرية الكمومية للإشعاع . بمعنى أن تلك تبين أن معادلات ماكسويل هي الأخرى لم تعد صالحة ، مثلاً ، المعادلة (2.2.4) .

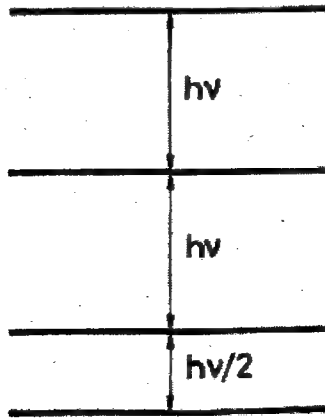
والتشابه بين النظرية الكمومية للجسيمات والنظرية الكمومية للإشعاع يمكن أن يمتد أبعد بأن نعتبر أن جسيماً تعطي حدوده نقطة بواسطة قوة مرونة . هذه هي حالة الهزاز التوافقي ، وهو واحد من الأمثلة للجسيمات الحدية للنظرية الكمومية . الهزاز التوافقي الذي يهتز مثلاً على طول المحور  $x$  ، هو هزاز ميكانيكي تعطي طاقته الكلية بالعلاقة :

$$E = \left( \frac{kp_x^2}{2} \right) + \left( \frac{q_x^2}{2m} \right) \quad (2.2.25)$$

حيث أن  $k$  ثابت المرونة و  $m$  كتلة الجسيم . يعطي هذا الهزاز تشبهات كثيرة مع نمط الحجرة . كلاهما في الواقع هزاز من حيث تميزهما بتردد تجاوب . في الهزاز الميكانيكي ، تجري الإهتزازات بسبب الطاقة الكامنة ، الممثلة بالمعادلة  $kp_x^2/2$  ، والتي تتحول بشكل دوري إلى طاقة حركية ممثلة بالمعادلة  $q_x^2/2m$  . في هزاز موجة كهرمغناطيسية مثلاً بنمط اهتزاز حجرة ، فالطاقة الكهربائية تمثل بالمعادلة  $\int (\epsilon < E_x^2 > / 2) dV$  تتحول بشكل دوري إلى طاقة مغناطيسية تمثل بالمعادلة  $\int (\mu < H_y^2 > / 2) dV$  . وهي تستند على تشابه تام لذلك يمكن أن يكون لها نفس

القوانين الكمية. وطريقة التكميم الملائمة تقود إلى النتيجة الأساسية ذلك أن الطاقة لنمط الحجرة تكتم بنفس طريقة تكميم اهزاز التوافقي . وتعطى قيما ذاتية eigenvalues لطاقة النمط بالعلاقة التالية :

$$E = \left(\frac{1}{2}\right)h\nu + nh\nu \quad (2.2.26)$$



شكل 2.4

سويات الطاقة لأنماط اهتزاز الحجرة

حيث  $n$  قيمة صحيحة . والعبارة الأولى هي طاقة نقطة الصفر ، لها مبدأ مشابه للذي للهزاز التوافقي . في الواقع لا تكون الحالة الأخيرة مساوية للصفر بل ترتفع ، باعتبار انه وفقا للمعادلة (2.2.25) حيث تقتضي أن يكون كلا من  $p_x$  و  $q_x$  مساويا للصفر والذي يخالف مبدأ عدم التعيين . ولنفس السبب لا يمكن أن تكون طاقة نمط الحجرة مساوية للصفر لأن المعادلة (2.2.1) تقتضي أن يكون كل من  $E_x(r,t)$  و  $H_y(r,t)$  صفر . وهذا يمكن برهنته أنه غير ممكن . لذلك تتبأ نظرية تكميم الحقل

أن سويات الطاقة لنمط الحجرة المعطى والذي تردده  $\nu$  تعطى بالعلاقة (2.2.26) وأن نتيجة تنطبق مع فرضية بلانك (2.2.20) باستثناء عبارة طاقة نقطة الصفر وهذا ينتج من أن تكميم الحقل الذي جاء إطاره الأساسي من فرضية بلانك يعطيها تبريرا آخر أكثر صحة . لاحتاج للقول إن معادلات ماكسويل (أنظر الفقرة 2.2.1) إهملا تفرض أية شروط كثافة الطاقة الكلية لنمط الحجرة . لذلك ووفقا لهذه المعادلات يمكن لطاقة نمط الحجرة أن تأخذ أية قيمة بين 0 و  $\infty$  ، بشكل مستمر .

وتعليقا شاملا على هذا القسم . نلاحظ أنه طبقا للعلاقة (2.2.26) ، تشبه سويات الطاقة لنمط اهتزاز الحجرة تلك التي للهزاز التوافقي ، كما يبينها الشكل (2.4) في الأسفل ، سوية طاقة نقطة الصفر، يختلف كل من  $E_x^2$  و  $H_y^2$  عن الصفر وتعود وكأنها تقلبات لنقطة صفر الحقل الكهربائي والحقل المغناطيسي على التوالي لاحظ أيضا أن قيمة طاقة نقطة الصفر هي  $(h\nu/2)$  وبشكل حقيقي ليس لها معنى فيزيائي . إذا كنا عرفنا بدلا من المعادلة (2.2.24) طاقة النمط بالمعادلة التالية :

$$E = \left( \int \rho dV \right) - \left( \frac{h\nu}{2} \right) \quad (2.2.27)$$

لكننا حصلنا على القيمة صفر من أجل أخفض سوية للطاقة . ومع ذلك تبقى هذه السوية تتضمن تقلبات حقل نقطة الصفر لكل من  $\langle E_x^2 \rangle$  و  $\langle H_y^2 \rangle$  ، في نفس السوية التي كانت قبل . لذلك فإن هذه التقلبات هي المقادير الفعلية التي تميز حالة طاقة نقطة الصفر .

### 2.3 – الإصدار التلقائي Spontaneous emission

كمحاولة أولى لوصف الإصدار التلقائي ، سنتبع الطريقة نصف الكلاسيكية حيث تعامل الذرات وفق مبادئ التكميم أي طبقا لقوانين الميكانيك الكمومي بينما

تعالج الحقول بطريقة كلاسيكية أي باستخدام معادلات ماكسويل. وكما سنرى تهدف هذه المحاولة وصف ظاهرة الإصدار التلقائي بشكل صحيح أي تتوافق مع التجربة ، تبين هذه المقاربة السلوكية البناءة . تقارن النتائج المحصول عليها مع الصحيحة أي مع تلك التي يتنبأ بها من النظرية الكمومية الكاملة ، حيث أن كلا من الذرات والحقول كممة بشكل كامل . الأولى بواسطة الميكانيك الكمومي والأخيرة بواسطة النظرية الكمومية للحقول . لذلك لوصف ظاهرة الإصدار التلقائي بشكل صحيح فإن تجربة يومية لظواهر مألوفة الضوء الصادر من الشمس وضوء المصابيح كلها إصدار تلقائي ، يجب علينا إدخال مفاهيم مطورة من النظرية الكمومية .

### 2.3.1 المقاربة نصف الكلاسيكية Semiclasical Approach

نفرض أن لدينا ذرة قد تلقت كمية من الطاقة  $E_2$  في البداية وقد انتقلت إلى السوية 2 ، تنحل بالإصدار التلقائي إلى السوية 1 مصدرة كمية من الطاقة  $E_1$  ( شكل 1.1a) . وبافتراض أن السويتين لا انطباقيتين Nondegenerate ، وأن

$$\psi_1(r,t) = u_1(r) \exp[-j(E_1/\hbar)t] \quad (2.3.28a)$$

و

$$\psi_2(r,t) = u_2(r) \exp[-j(E_2/\hbar)t] \quad (2.3.28b)$$

المعادلتين توافقان تابعين موجيين ، حيث  $u_{1,2}(r)$  توابع ذاتية eigenfunction للحالتين المستقرتين ، إحداثيات الإلكترون المتقل ، والمبدأ مأخوذ بالنسبة للنواة و  $\hbar = h/2\pi$  . عندما تحقق الذرة الانتقال  $2 \rightarrow 1$  بالإصدار التلقائي ، يمكن أن نعبّر عن تابعها الموجي بتركيب خطي من التوابع الموجية للحالتين :

$$\psi = a_1(t)\psi_1 + a_2(t)\psi_2 \quad (2.3.29)$$

ذلك أنه بصورة عامة  $a_1$  و  $a_2$  تابعين عقديين يعتمدان على الزمن . أنه من النتائج المعروفة في ميكانيك الكم أن مربع القيمة المطلقة للمعاملين :  $|a_1|^2$  و  $|a_2|^2$  يمثلان على التوالي ، الاحتمالية عند اللحظة  $t$  بأن توجد الذرة في الحالة 1 و 2 وهاتان الكميتان تحققان العلاقة الآتية :

$$|a_1|^2 + |a_2|^2 = 1 \quad (2.3.30)$$

ولكي نفهم كيف يبدأ الإصدار التلقائي، نحسب عزم ثنائي القطب الكهربائي  $\mu$  للذرة . لدينا وفق الميكانيك الكمومي :

$$\mu = - \int e|\psi|^2 r dV \quad (2.3.31)$$

حيث  $e$  هي شحنة الإلكترون ويمدد التكامل على كامل حجم الذرة . تفهم صيغة العلاقة (2.3.31) عند ملاحظة أن  $e|\psi|^2 dV$  هي الشحنة العنصرية المتوقعة في الحجم  $dV$  في الموضع  $r$  وهذه الشحنة تنتج عزم ثنائي قطب عنصري  $d\mu = -(e|\psi|^2 dV)r$  . وتعويض المعادلة (2.3.29) في المعادلة (2.3.31) وبالاستعانة في المعادلة (2.3.27) يعطي

$$\begin{aligned} \mu = & \int er|a_1|^2 |u_1|^2 dV + \int er|a_2|^2 |u_2|^2 dV \\ & + \int er[a_1 a_2^* u_1 u_2^* \exp j(\omega_0 t) + a_1^* a_2 u_1^* u_2 \exp -j(\omega_0 t)] dV \end{aligned} \quad (2.3.32)$$

حيث إن \* يرمز للمرافق العقدي للمقدار و  $\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$  . تبين المعادلة (2.3.32) أن  $\mu$  له عبارة  $\mu_{osc}$  مهتزة بتردد  $\omega_0$  ، ويمكن أن يكتب

$$\mu_{osc} = \text{Re}[2a_1 a_2^* \mu_{21} \exp j(\omega_0 t)] \quad (2.3.33)$$

حيث  $\text{Re}$  يعبر عن الجزء الحقيقي وقد عرفنا عزم ثنائي القطب المستقل عن الزمن  $\mu_{21}$  الذي يعطى بالمعادلة

$$\mu_{21} = \int u_2^* e r u_1 dV \quad (2.3.34)$$

يشكل الشعاع  $\mu_{21}$  عنصر مصفوفة لمؤثر عزم ثنائي القطب الكهربائي للذرة تبين المعادلة (2.3.33) أنه خلال الانتقال  $1 \rightarrow 2$  تكتسب الذرة عزما ثنائيا  $\mu_{osc}$  يهتز بتردد  $\omega_0$  وسعته تتناسب مع الشعاع  $\mu_{21}$  المعطى بالمعادلة (2.3.34). نعلم من الإلكتروديناميك التقليدي أن عزم ثنائي القطب المهتز يشع طاقة إلى الوسط المحيط ووفقا للقواعد المتبعة في الدراسات شبه التقليدية، فإن عملية الإصدار التلقائي يمكن أن تكون من هذه الطاقة المشعة. ولكن أكثر دقة ونوعية نكتب عزم ثنائي القطب المهتز بالمعادلة التالية  $\mu = \mu_0 \cos(\omega_0 t + \phi) = \text{Re}[\mu_0' \exp(j\omega_0 t)]$  ، حيث إن  $\mu_0$  هو الشعاع الحقيقي الذي يصف سعة عزم ثنائي القطب ، و  $\text{Re}$  تعبر عن القسم الحقيقي ، و  $\mu_0' = \mu_0 \exp(j\phi)$  المعادلة وطبقا للإلكتروديناميك التقليدي ، عزم ثنائي القطب المهتز يشع إلى الوسط المحيط طاقة  $P_r$  تعطى بالمعادلة التالية:

$$P_r = \frac{n\mu^2 \omega_0^4}{12\pi\epsilon_0 c^3} \quad (2.3.35)$$

حيث أن  $\mu = |\mu_0| = |\mu_0'|$  هو سعة عزم ثنائي القطب الكهربائي ،  $n$  قرينة انكسار الوسط المحيط بثنائي القطب ، و  $c$  هي سرعة الضوء في الخلاء. في حالتنا هذه نستخدم أيضا المعادلة (2.3.35) التي تنبئنا أن  $\mu$  يؤخذ ليكون  $\mu = 2|a_1 a_2^* \mu_{21}|$  أي أنها قيمة الشعاع العقدي  $2a_1 a_2^* \mu_{21}$ . لذلك نرى أن الطاقة المشعة يمكن أن تكتب كالآتي :

$$P_r = P_r' |a_1|^2 |a_2|^2 \quad (2.3.36)$$

حيث  $P_r'$  كمية مستقلة عن الزمن وتعطى بالعلاقة:



$$P_r' = \frac{16\pi^3 n |\mu|^2 \nu_0^4}{3\epsilon_0 c^3} \quad (2.3.37)$$

وحيث إن  $|\mu| = |\mu_{21}|$  هي طولية الشعاع العقدي  $\mu_{21}$  . لحساب معدل انحلال الذرة نستخدم ميزان مناقشة الطاقة لذلك نكتب

$$\frac{dE}{dt} = -P_r \quad (2.3.38)$$

حيث أن طاقة الذرة تعطى بالعلاقة :

$$E = |a_1|^2 E_1 + |a_2|^2 E_2 \quad (2.3.39)$$

ويمكننا بالاستعانة بالمعادلتين (2.3.30) ، (2.3.38) أن نحولها إلى :

$$E = E_1 + h\nu_0 |a_2|^2 \quad (2.3.40)$$

حيث إن  $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$  هو تردد الانتقال وباستخدام المعادلات (2.3.36) ، (2.3.37) و (2.3.40) يمكننا كتابة المعادلة (2.3.38) بالشكل التالي :

$$\frac{d|a_2|^2}{dt} = -\frac{1}{\tau_{sp}} |a_1|^2 |a_2|^2 = -\frac{1}{\tau_{sp}} (1 - |a_2|^2) |a_2|^2 \quad (2.3.41)$$

وقد عرفنا الزمن المميز للإصدار  $\tau_{sp} = h\nu_0 / P_r'$

$$\tau_{sp} = \frac{3h\epsilon_0 c^3}{16\pi^3 \nu_0^3 n |\mu|^2} \quad (2.3.42)$$

والذي يعرف بعمر الإصدار التلقائي (أو العمر الإشعاعي) للمستوي 2 . إن حل المعادلة (2.3.41) هو :

$$|a_2|^2 = \frac{1}{2} \left[ 1 - \tanh \left( \frac{t - t_0}{2\tau_{sp}} \right) \right] \quad (2.3.43)$$

حيث  $t_0$  تحدد من الشروط البدائية أي بواسطة القيمة  $|a_2(0)|^2$  . في الواقع نحصل من المعادلة (2.3.43)

$$|a_2|^2 = \frac{1}{2} \left[ 1 - \tanh \left( \frac{-t_0}{2\tau_{sp}} \right) \right] \quad (2.3.44)$$

إذ إن  $t_0$  تتحدد من الحالة الابتدائية أي من قيمة  $|a_2(0)|^2$  شريطة أن تكون أصغر من الواحد . وكمثال على ذلك الشكل (2.5) يوضح سلوك  $|a_2(t)|^2$  في حالة  $|a_2(0)|^2 = 0.96$  . لاحظ أنه باختيار قيم مختلفة من  $|a_2(t)|^2$ ، إنه يمكن تغيير قيم  $t_0$  في المعادلة (2.3.43)، أي ، بتغيير مبدأ محور الزمن فقط. وبافتراض أنه في لحظة  $|a_2(t)|^2 = 0.8$ ، نحصل على منحنى التابع  $|a_2(t)|^2$  ببساطة وذلك بإزاحة منحنى الشكل (2.5) أفقيا إلى اليسار حتى يقطع المحور العمودي  $t = 0$  عند القيمة 0.8 وهذا يبين فائدة التعبير عن انحلال  $|a_2(t)|^2$  في صيغة المعادلة (2.3.43). وعندما نحسب  $|a_2(t)|^2$ ، فالطاقة المشعة  $P_r$ ، وفقا للمعادلات (2.3.38) (2.3.40) نحصل على صيغة لها مثل  $P_r = -h\nu_0 d|a_e|^2 / dt$  . والشكل نفسه يوضح كذلك تغير قدرة الإشعاع المعيارية  $P_r$  مع الزمن وتظهر الكمية  $y = \tau_{sp} P_r / h\nu_0$  في الشكل، من المفيد في التحليلات الآتية أن نلاحظ أنه يمكننا في حالة أن المقدار  $\langle |a_2(0)|^2 \rangle$  تقرب تغيره مع الزمن بالعلاقة :

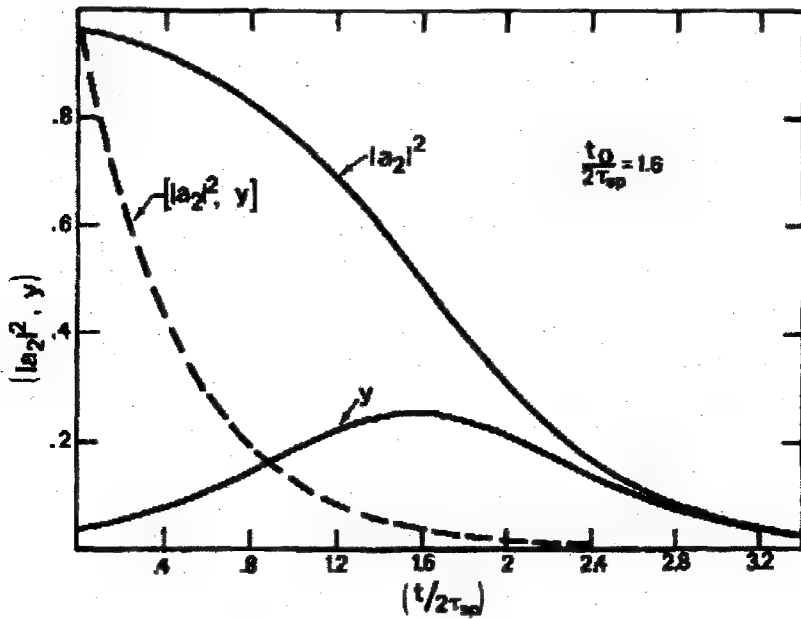
$$|a_2(t)|^2 = |a_2(0)|^2 \exp[-(t / \tau_{sp})] \quad (2.3.45)$$

والحقيقة هي أن في هذه الحالة تعوض قيمة  $|a_1|^2 \approx 1$  في المعادلة (2.3.41) فنحصل على المعادلة (2.3.45) .

وهناك حالة خاصة مهمة هي أنه عندما تكون  $|a_2(0)|^2 = 1$  . في هذه الحالة ومن المعادلة (2.3.44) تصبح قيمة  $t_0 = \infty$  وهذا يعني وفق النظرية نصف الكلاسيكية

فإن الذرة لا تنحل . والحقيقة هي أنه عندما تكون  $|a_2(0)|^2 = 1$  فإن  $|a_1(0)|^2 = 0$  ومن ثم نجد من المعادلة (2.3.41) أن  $d|a_2|^2 / dt = 0$  .

وثة طريقة أخرى لفهم المسألة هي أنه نلاحظ أنه عندما تكون  $|a_1(0)|^2 = 0$  فإن  $\mu_{Osc}$  المعطى بالمعادلة (2.3.33) يتلاشى . وبما أن الذرة لا تمتلك عزم ثنائي قطب مهتز لذلك فإنها تبقى في حالة متوازنة من غير أن تشع موجات للخارج .



شكل 2.5

تغير كل من احتمال وجود الجسيم في الحالة العليا  $|a_2|^2$  والقدرة المعيارية للإشعاع  $y = \tau_{sp} P_r / h\nu_0$  الخواص المستمرة : نتائج نصف تقليدية . الخط المنقط نتيجة كوانتية

ونود الآن أن نتبين مدى ثبات واستمرار هذا التوازن ولهذا الهدف نولد اضطراباً للذرة بحيث تكون  $|a_2| \neq 1$  عند اللحظة  $t = 0$ . وهذا يعني من الناحية الفيزيائية أن نتيجة الاضطراب سيكون هناك احتمالية محددة  $|a_1|^2$  لتواجد الذرة في المستوى 1 وتشير المعادلة (2.3.33) إلى تولد عزم ثنائي القطب هذا سيصدر موجات كهرومغناطيسية ترددها  $w_0$  للوسط المحيط وبذلك فإن الذرة ستتحلل للمستوي 1. وهذا يؤدي إلى تناقص  $|a_2|^2$  كما واضح أيضاً من المعادلة (2.3.41) وعليه نجد أن الذرة في حالة توازن غير مستقر.

إن من المفيد قبل الاستمرار في التحليلات أن نلخص النتائج المهمة التي تم الحصول عليها على أساس النظرية نصف الكلاسيكية : (أ) إن تغير  $|a_2|^2$  مع الزمن يتبع بصورة عامة تابع ظل قطع زائد كما في المعادلة (2.3.43). ولكن في حالة التهيجات الضعيفة أي عندما تكون  $|a_2(0)|^2 \ll 1$  فإن هذا التغير يتبع تقريباً القانون الأسّي وذلك بحسب المعادلة (2.3.45). (ب) عندما تكون الذرة في البداية في المستوى الأعلى أي عندما تكون  $|a_2(0)|^2 = 1$  فإن الذرة تكون في حالة توازن غير مستقر وأنها لا تصدر إشعاعاً.

## 2.3.2 المعالجة الكهرمغناطيسية الكمومية Quantum Electrodynamics : Approach

ومع أن النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية تقع خارج نطاق الكتاب الحالي إلا أنه من المفيد أن نلخص النتائج التي تم الحصول عليها من هذه النظرية ونوازها بنتائج النظرية نصف الكلاسيكية ، ويمكن تلخيص أهم نتائج النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية على النحو الآتي . (أ) عكس ما عليه الحال بالنسبة للنظرية نصف الكلاسيكية ، فإن تغير  $|a_2|^2$  في النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية يمكن دائماً

وبدرجة جيدة من التقريب بتابع أسي (تقريب فكنر - فسكوف - Wigner Weisskopf approximation) هذا يعني أن المعادلة (2.3.45) دائما صحيحة ومن دون الإشارة إلى قيمة  $|a_2(0)|^2$  . (ب) إن العمر الإشعاعي للذرة بحسب النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية يتحدد أيضا بحسب المعادلة (2.3.42) إن الملاحظات المبينة في أعلاه تؤدي إلى أن ذرة في مستوي علوي تكون في حالة توازن مستقر . فنلاحظ أن النظريتين نصف الكلاسيكية والكهرمغناطيسية الكمومية تؤديان إلى استنتاجات مختلفة تماما لظاهرة الإصدار التلقائي لاحظ شكل (2.5) وعلى أساس النتائج التحريية المتوفرة نقصد هنا القياسات الدقيقة لما يدعى انحراف لامب وهي ظاهرة تحدث أثناء الإصدار التلقائي حيث أن مركز تردد الضوء الصادر لا يكون عند  $\omega_0$  تردد الانتقال بل يختلف عنه قليلا. يمكننا القول إن نتائج النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية هي الصحيحة. فمن المعادلة (2.3.42) يمكن أن نكتب معدل الإصدار التلقائي  $A = 1/\tau_{sp}$  بالمعادلة التالية :

$$A = \frac{16\pi^3 \nu_0^3 n |\mu|^2}{3h\epsilon_0 c^3} \quad (2.3.46)$$

ومن حيث المبدأ يجب إعادة تحليلات الإصدار المتحرض والامتصاص في البند السابق وفق نظرية الكهرمغناطيسية الكمومية . إلا أن من حسن الحظ أن النظريتين نصف الكلاسيكية والكهرمغناطيسية الكمومية تؤديان إلى نفس النتيجة في هذا الخصوص ولذا تبقى نتائج البند السابق صحيحة .

يستحق السبب الفيزيائي الذي يؤدي إلى اختفاء التوازن غير المستقر في النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية بعض التحليل . في النظرية نصف الكلاسيكية تكون الذرة في مستوي علوي في حالة توازن غير مستقر ولذا فإن اضطرابا صغيرا جدا سيكون كافيا لنقل الذرة من هذا المستوي . وللوهلة الأولى يمكن أن نكون ميالين للقول إن

هناك دائما إشعاعا تائها في الوسط المحيط للذرة من شأنه إزاحة الذرة من حالة التوازن ولكي نكون أكثر تحديدا دعنا نفترض أن المادة موضوعة في تجويف الجسم الأسود الجدران عند درجة حرارة  $T$  . وعليه قد نتصور أن اضطراب التوازن (أي حدوث الإصدار التلقائي) يحدث نتيجة إشعاع الجسم الأسود في التجويف . إن هذا الاستنتاج هو غير صحيح لأن الإشعاع الناتج بهذه الطريقة يكون بسبب ظاهرة الإصدار المتعرض أي أنه متعرض بإشعاع الجسم الأسود . إن عنصر الاضطراب المطلوب للإشعاع المتعرض يأتي من النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية التي تعالج الحقول الكهرمغناطيسية في داخل التجويف على أساس النظرية الكمومية وليس على أساس النظرية الكلاسيكية (معادلات ماكسويل) .

ومرة أخرى نقتصر المناقشة على نتيجة مهمة ، مشيرين إلى المراجع للتفصيل دعنا ندرس نمطا موجيا في داخل التجويف تردده  $\omega$  . ولو درسنا الموجة من ناحية كلاسيكية فمن الممكن أن تأخذ قيمة الحقل الكهربائي  $E$  والحقل المغناطيسي  $H$  قيمة الصفر ( وهذا يحدث عند درجة الحرارة  $T = 0$  ) . وتدعى غايات هذه القيم ترجحات حقل نقطة الصفر . ويمكن عد هذه الترجحات بمثابة اضطراب يلغي عدم استقرار التوازن الذي تتنبأ به النظرية نصف الكلاسيكية . ومقابل ذلك يمكننا أن نتصور أن الإصدار التلقائي ناشئ من ترجحات حقل نقطة الصفر المذكورة في أعلاه.

### 2.3.3 الانتقالات المسموحة والممنوعة Allowed and Forbidden Transitions :

تبين المعادلة (2.3.46) أنه لكي تكون  $A \neq 0$  ، يجب أن يكون  $|\mu| \neq 0$  . في هذه الحالة يتم الإصدار التلقائي من الطاقة المشعة من ثنائي القطب الكهربائي في الذرة، لذلك يقال إن الانتقال لثنائي القطب الكهربائي مسموح . أما عندما

$|\mu| = 0$ ، فلدينا  $A = 0$  والانتقال لثنائي القطب الكهربائي ممنوع . في هذه الحالة الانتقال يمكن أن يتم عبر عمليات أخرى لإشعاعات متعددة أقطاب ، مثال ، عبر اهتزازات عزم ثنائي القطب المغناطيسي في الذرة magnetic dipole transition . وهذه عادة هي عملية أضعف بكثير .

لنعتبر الآن الوضع عندما يكون انتقال ثنائي القطب الكهربائي ممنوع ، أي من أجل  $|\mu| = 0$  . طالما  $|\mu| = |\mu_{21}|$  تبين المعادلة (2.3.34) ، أنه يتم هذا عندما تكون التوابع الذاتية  $u_1$  و  $u_2$  إما كلاهما متناظرين أو كلاهما غير متناظرين . في الحقيقة في هذه الحالة ، المساهمتين من المكاملة للمعادلة (2.3.34) في النقطتين  $r$  و  $-r$  ، تكون متساوية ومتعاكسة . لذلك من المهم أن نعرف متى تكون توابع الموجة  $u(r)$  متناظرة أو لا متناظرة . وهذا يتم عندما يكون الهاميلتوني  $H_0(r)$  للجملة تابع زوجي ولا يتغير عند استبدال  $r$  ب  $-r$  أي:

$$H_0(-r) = H_0(r) \quad (2.3.47)$$

في هذه الحالة ، وفي الواقع ، يكون لدينا من أجل أي تابع ذاتي  $u_n(r)$  :

$$H_0(r)u_n(r) = E_n u_n(r) \quad (2.3.48)$$

ونحصل من المعادلة (2.3.48) باستبدال  $r$  ب  $-r$  واستعمال المعادلة (2.3.47):

$$H_0(r)u_n(-r) = E_n u_n(-r) \quad (2.3.49)$$

تبين المعادلتين (2.3.48) و (2.3.49) أن  $u_n(r)$  و  $u_n(-r)$  كلاهما توابع ذاتية للهاملتوني  $H_0$  ولهما نفس القيم الذاتية  $E_n$  . ويوجد بالتعريف ، للسويات غير القابلة للانطباق تابع واحد لكل قيمة ذاتية باستثناء الاختيار العشوائي للإشارة . لذلك :

$$u_n(-r) = \pm u_n(r) \quad (2.3.50)$$

لذلك، إذا كان  $H_0(r)$  متناظر، فتوابع القيم الذاتية يجب أن تكون إما متناظرة أو لا متناظرة. يقال في هذه الحالة عادة أن توابع ذاتية يجب أن تكون زوجيتها معرفة.

يبقى أن نرى الآن متى يحقق الهاميلتوني المعادلة (2.3.47)، أي متى يكون لا متغيراً عند العكس للإشارة. وبشكل واضح فإن هذا يحدث عندما يكون للجملة مركز تناظر. عندما تكون الذرة معزولة فهذه حالة أخرى هامة. في هذه الحالة فإن الطاقة الكامنة للإلكترون ذو الرقم  $k$  من الذرة تعطى بمجموع الطاقة الكامنة وفقاً للنواة التي هي متناظرة وهذا ينطبق على كل الإلكترونات الأخرى. ومن أجل الإلكترون  $i$  فإن هذه الطاقة تتوقف على  $|r_i - r_k|$ ، أي على قيمة المسافة بين هذين الإلكترونين. لذلك فإن هذه العبارة لا متغيرة أيضاً عند عكس الإشارة. إن حالة أخرى هامة حيث لا تكون المعادلة (2.3.47) صالحة تحدث عندما توضع في حقل كهربائي خارجي (مثال الحقل الكهربائي البلوري) الذي ليس له مركز عكس للإشارة في هذه الحالة لا تملك توابع الموجة زوجية معرفة.

نلخص، قلنا إن انتقالات ثنائي القطب الكهربائي تحدث فقط بين حالات زوجيتها متعاكسة وزوجية الحالات معرفة بشكل جيد إذا كان الهاميلتوني لا متغيراً عند عكس الإشارة.

### مثال 2.1 :

قدر  $\tau_{sp}$  و  $A$  لانتقالات ثنائي القطب المسموحة والمنوعة. من أجل انتقال ثنائي قطب مسموح على التردد الموافق لمتصف مجال الترددات المرئية، تقدير لمرتبة قيمة  $A$  المحصول عليها من المعادلة بتعويض القيم  $\lambda = c/\nu = 500nm$  و  $|\mu| \approx ea$



حيث  $a$  نصف قطر الذرة ( $a \approx 0.1nm$ ). فنحصل بذلك على  $A \approx 10^8 s^{-1}$  أي  $(\tau_{sp} \approx 10ns)$ . ومن أجل انتقال ثنائي قطب مغناطيسي  $A$  فقيمته أصغر تقريبا بمقدار  $10^5$  مرات ، ولذلك  $\tau_{sp} \approx 1ms$ . لاحظ :

أنه وفقا للمعادلة (2.3.46) ،  $A$  تزداد مع مكعب التردد ، لهذا تزداد أهمية الإصدار التلقائي بسرعة مع التردد . في الواقع غالبا ما يكون الإصدار التلقائي مهملًا في نهاية ومنتصف تحت الأحمر حيث تغلب الانحلال غير المشعة بشكل رئيسي . ومن جهة أخرى عندما نعتبر منطقة أشعة x-ray ( $\lambda = 5nm$ )  $\tau_{sp}$  يصبح متناهي القصر ( $10-100fs$ ) ، حيث يشكل مشكلة كبيرة لتحقيق انقلاب إسكاني في ليزرات x-ray

## 2.4 الامتصاص والإصدار المتحرض :

### ABSORPTION AND STIMULATED EMISSION

ندرس في هذا البند وبشيء من التفصيل عمليات الامتصاص والإشعاع المتحرض في نظام ذري ذي سويتين بواسطة موجة كهرومغناطيسية أحادية الطول الموجي . وعلى وجه التحديد نهدف إلى حساب معدل الامتصاص  $W_{12}$  والإشعاع المتحرض  $W_{21}$  ، وكان قد تم تعريف  $W_{12}$  و  $W_{21}$  في المعادلتين (1.1.6) و (1.1.4) على التوالي . تعتمد الحسابات الآتية على ما يسمى المعالجة نصف الكلاسيكية للتفاعل بين الإشعاع والمادة . نفترض في هذه المعالجة أن النظام الذري مكما (أي أنه يعالج وفق النظرية الكمومية) ، على حين يعالج الحقل الكهرومغناطيسي للموجة الساقطة كلاسيكيا (أي وفق معادلات ماكسويل) .

أ \_ إدخال وحساب المقطع العرضي للامتصاص والإصدار راجع المعادلتين (1.1.4) و (1.1.6) .

ب \_ إدخال مقدارين جديدين وهما معامل الامتصاص والربح وهما عادة يمكن قياسهما بصورة مباشرة بوساطة تجارب بسيطة .

## 2.4.1 معدل الامتصاص والإصدار المتحرض :

### Rates of Absorption and Stimulated Emission

ندرس أولا ظاهرة الامتصاص . ونفترض أنه عند اللحظة  $t \geq 0$  ، وأن هناك موجة كهرومغناطيسية أحادية الطول الموجي تسقط على الذرة لذلك نستطيع تمثيل التابع الموجي الذري كما في المعادلة (2.3.29) ، حيث نفرض أن الشروط البدائية كانت  $|a_1(0)|^2 = 0$  و  $|a_2(0)|^2 = 1$  .

و كنتيجة تفاعل الموجة الكهرومغناطيسية مع الذرة ، تكتسب طاقة تفاعل  $H'$  في المعالجة التالية تعتبر هذه الطاقة  $H'$  تمت وفقا لتفاعل عزم ثنائي القطب الكهربائي للذرة مع الحقل الكهربائي  $E(r,t)$  للموجة الكهرومغناطيسية ( تفاعل ثنائي القطب الكهربائي ) . حيث أخذت النواة كمركز . يمكن أن نكتب الحقل الذي مركزه النواة كما يلي :

$$E(0,t) = E_0 \sin(\omega t) \quad (2.4.51)$$

حيث  $\omega$  التردد الزاوي للموجة . نفرض أيضا أن الطول الموجي للموجة الكهرومغناطيسية أكبر بكثير من قطر الذرة ، لذلك فإن انزياح الطور للموجة الكهرومغناطيسية على مستوى قطر الذرة صغير جدا . لذلك يمكن اعتماد المعادلة (2.4.51) للحصول على قيمة الحقل الكهربائي في أي موضع في الذرة ( تقريب ثنائي

القطب الكهربائي) . ونفرض أيضا أن التردد  $\omega$  هو نفس تردد التجاوب  $\omega_0$  للانتقال.

تقليديا ، لدينا من أجل موضع معين  $r$  للالكترون في الذرة ، تبدي الذرة له عزم ثنائي قطب كهربائي  $\mu = -er$  حيث  $e$  قيمة الشحنة الالكترونية . طاقة هذا التفاعل  $H'$  تنتج من الحقل الخارجي :

$$H' = \mu E = -er \cdot E_0 \sin \omega t \quad (2.4.52)$$

في المعالجة الكمومية ، هذا التفاعل الطاقي المتغير مع الزمن بشكل جيبي عولج كتفاعل هاميلتوني متغير مع الزمن بشكل جيبي  $H'(t)$  ، والذي أدخل في معادلة موجة شرودينغر المعتمدة على الزمن . ولما كانت  $\omega \equiv \omega_0$  ، فإن هذا التفاعل الهاميلتوني ينتج إنتقالا للذرة من سوية طاقة إلى أخرى . وهذا يقتضي من أجل  $t > 0$  أن تتناقص  $|a_1(t)|^2$  من قيمتها البدائية  $|a_1(0)|^2 = 1$  و  $|a_2(t)|^2$  تزداد بشكل موافق ولاشتقاق عبارة من اجل  $a_2(t)$  نفرض بالإضافة لذلك إن احتمالية الانتقال ضعيفة لذلك نستخدم تحليل اضطراب ، والتفاعل يحدث ولمدة طويلة بعد  $t = 0$  .

وباعتبار الافتراضات السابقة ، فإن السلوك الزمني للتابع  $|a_2(t)|^2$  يعطى في الملحق A ليكون ممثلا بالمعادلة :

$$|a_2(t)|^2 = \frac{\pi^2}{3h^2} |\mu_{21}|^2 E_0^2 \delta(\nu - \nu_0) t \quad (2.4.53)$$

حيث إن  $\nu = \omega/2\pi$  ،  $\nu_0 = \omega_0/2\pi$  ،  $\delta$  تابع ديراك ،  $E_0$  طويلة شعاع الطاقة  $E_0$  ، و  $|\mu_{21}|$  طويلة الشعاع العقدي  $|\mu_{21}|$  المعطى بالمعادلة (2.3.7) . تبين المعادلة (2.4.53) أنه من اجل  $t > 0$  ،  $|a_2(t)|^2$  تزداد خطيا مع الزمن . ونستطيع أن نعرف معدل الانتقال  $W_{12}^{sa}$  :

$$W_{12}^{sa} = \frac{d|a_2|^2}{dt} \quad (2.4.54)$$

ومن المعادلة (2.4.53) ، نحصل

$$W_{12}^{sa} = \frac{\pi^2}{3h} |\mu_{21}|^2 E_0^2 \delta(\nu - \nu_0) \quad (2.4.55)$$

لاحظ أن معدل الانتقال المعرف بالعلاقة (2.4.54) يعود لحالة ذرة وحيدة

تتفاعل مع موجة وحيدة اللون ، ونرمز لها  $sa$  المضافة إلى  $W_{12}$  .

لكسب رؤية فيزيائية أوضح عن ظاهرة الإصدار التلقائي ، نلاحظ أنه من أجل  $t > 0$  ، يمكن وصف تابع الموجة كما في المعادلة (2.3.29) . عندما  $t > 0$  تكتسب الذرة عزم ثنائي قطب مهتز  $\mu_{osc}$  ، يعطى بالمعادلة (2.3.33) . وتميزا عن حالة الإصدار التلقائي مع ذلك ، وباعتبار  $a_1(t)$  و  $a_2(t)$  قد اشتقا بواسطة الحقل الكهربائي للموجة الكهرمغناطيسية . فإن طور  $\mu_{osc}$  يخرج مترابطا مع طور الموجة وبالأخص من أجل الامتصاص ، أي ، عند ما نبدأ بشروط البدء  $a_1(0) = 1$  و  $a_2(0) = 0$  ، فإن طور ثنائي القطب يكون كما لو أن ثنائي القطب يمتص الطاقة من الموجة الكهرمغناطيسية . وتبدو لذلك ظاهرة التفاعل مشابهة كثيرا لتلك التي للاهتزاز التقليدي لعزم ثنائي القطب المشتق بواسطة حقل خارجي (3) .

يمكن تضمين المعادلة (2.4.55) عبارات كثافة الطاقة للموجة الكهرمغناطيسية

حتى:

$$\rho = \frac{n^2 \epsilon_0 E_0^2}{2} \quad (2.4.56)$$

حيث  $n$  قرينة انكسار الوسط و  $\epsilon_0$  سماحية الخلاء الكهربائية نحصل :

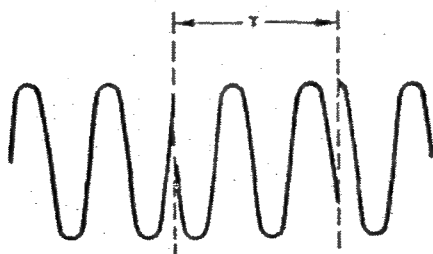
$$W_{12}^{sa} = \frac{2\pi^2}{3n^2 \epsilon_0 h^2} |\mu_{21}|^2 \rho \delta(\nu - \nu_0) \quad (2.4.57)$$

وفي حالة موجة كهرمغناطيسية مستوية فإنه من المفيد أحيانا أن نعبر عن  $W_{12}$  كنسبة لشدة الموجة الساقطة  $I$ ، حيث أنها تساوي  $I = c_0 \rho / n$ ، وأن  $c_0$  هي سرعة الضوء في الفراغ، فسنحصل من المعادلة (2.4.57) على :

$$W_{12} = \frac{2\pi^2}{3n\epsilon_0 c_0 h^2} |\mu_{21}|^2 I \delta(\nu - \nu_0) \quad (2.4.58)$$

إن المعادلتين (2.4.57) و (2.4.58) تلخصان نتائج حساباتنا حتى الآن . وما يجب ملاحظته هو أنه بينما تكون المعادلة (2.4.57) عامة (ضمن التقريب المستخدم) نشير هنا إلى أن المعادلة (2.4.58) تصح فقط في حالة موجة كهرمغناطيسية مستوية ذات شدة منتظمة . إلا أنه من السهولة أن نتبين في صيغتهما الحالية أنهما غير مقبولتين فيزيائيا . والحقيقة هي أن وجود تابع  $\delta$  ديراك تعني أن  $W_{12} = 0$  عندما  $\nu \neq \nu_0$  وأن  $W_{12} = \infty$  عندما  $\nu = \nu_0$  ينطبق تردد الموجة الكهرمغناطيسية مع تردد الانتقال للذرة . وسبب هذه النتيجة غير الفيزيائية يعود إلى الحقيقة بأننا قد جعلنا  $t$  في المعادلة (2.3.43) تصل إلى اللانهاية وهذا يعني أن التفاعل بين الموجة الكهرمغناطيسية والذرة يمكن أن يستمر بصورة متناسقة إلى ما لا نهاية من الزمن . والحقيقة هي أن هناك عددا من الظواهر الفيزيائية التي تمنع هذه الحالة . ومع أن مناقشة هذه المسألة ستتم بصورة تفصيلية فيما بعد فإن من المفيد أن نعطي هنا مثالا . لنفترض أن مجموعة الذرات ذوات السويتين 1 و 2 (والتأثرة بالموجة الكهرمغناطيسية) في حالة غازية ففي هذه الحالة سوف يكون هناك تصادم بين الذرات . بعد كل تصادم لا يستمر تابعي الموجة  $u_1(r)$  و  $u_2(r)$  للذرة بنفس الطور مع الموجة الكهرمغناطيسية الساقطة وعلى ذلك فإن الاشتقاق الوارد في المعادلات السابقة سوف يكون صحيحا فقط في

خلال الفترة الزمنية بين تصادمين متتاليين . بعد كل تصادم تعاني الموصفات الابتدائية وبالأخص الطور النسبي بين تابع موجة الذرة والحقل الكهربائي للموجة الكهرمغناطيسية الساقطة قفزة عشوائية . يمكن معالجة هذه المسألة بفرضية مكافئة وهي أن طور الحقل الكهربائي هو الذي يعاني التغيير عند كل تصادم . وبناء على ذلك فإن الحقل الكهربائي لا يستمر على شكل تابع جيبي وبدلاً من ذلك فإنه يظهر كما في الشكل (2.6) ، إذ تكون قفزات الطور عند لحظات التصادم .



الشكل 2.6

السلوك الزمني للحقل الكهرمغناطيسي لموجة e.m كما هو منظور من قبل ذرة تعاني تصادمات عشوائية

من الواضح في الظروف الحالية أن الذرة لا تعتبر مصدر موجة كهرمغناطيسية أحادية الطول الموجي . في هذه الحالة إذا كتبنا  $d\rho = \rho_v dv'$  لتمثيل كافة طاقة الموجة ضمن المدى بين التردد  $v'$  و  $v' + dv'$  فإننا نحصل باستخدام المعادلة (2.4.57) على معدل احتمالية الانتقال .

$$W_{12} = \frac{2\pi^2}{3n^2 \epsilon_0 h^2} |\mu_{21}|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_v \delta(v' - v_0) dv' \quad (2.4.59)$$

ولكي نحسب بصورة صريحة  $W_{12}$  في المعادلة (2.4.59) علينا أن نعرف  $\rho_v$  التي تتناسب مع مربع القيمة المطلقة لطيف فورييه للموجة المتمثلة في الشكل (2.6) ولكي نحدد هذا التابع نستخدم الرمز  $\tau$  ليمثل الفاصل الزمني بين تصادمين انظر

الشكل (2.6) . إن هذه الكمية بطبيعة الحال تختلف من تصادم لآخر . ولكي نحدد هذا الاختلاف بصورة دقيقة نفترض أن توزيع قيم  $\tau$  يتحدد بكثافة الاحتمالية :

$$p_r = [\exp(-\tau/T_2)]/T_2 \quad (2.4.60)$$

حيث  $p_r d\tau$  هي الاحتمالية بأن الفترة الزمنية بين تصادمين متتاليين محصورة بين  $\tau$  و  $\tau + d\tau$  . لاحظ أن  $T_2$  تمثل متوسط الزمن  $\tau_c$  بين تصادمين متتاليين، إذ من السهل أن نثبت أن :

$$\tau_c = \int_0^{\infty} \tau \cdot p_r d\tau = T_2 \quad (2.4.61)$$

تبقى مع ذلك المعادلة (3.4.57) صحيحة بشرط أن يبقى تابع ديراك حاداً جداً ومركزه في النقطة  $v = v_0$  ولوحدة المساحة ، أي ، وان  $\int \delta(v - v_0) dv = 1$  قد استبدل بتابع جديد  $g(v - v_0)$  متناظر حول  $v = v_0$

ويساوي أيضاً الواحد أي  $\int g(v - v_0) dv = 1$  ، وتعطى بشكل عام :

$$g(v - v_0) = \frac{2}{\pi \Delta v_0} \frac{1}{1 + [2(v - v_0)/\Delta v_0]^2}$$

حيث تتوقف  $\Delta v_0$  على آلية التوسيع الخطي الخاصة المتدخلة . لذلك نستطيع أن نكتب  $W_{12}^{sa}$  على الشكل التالي :

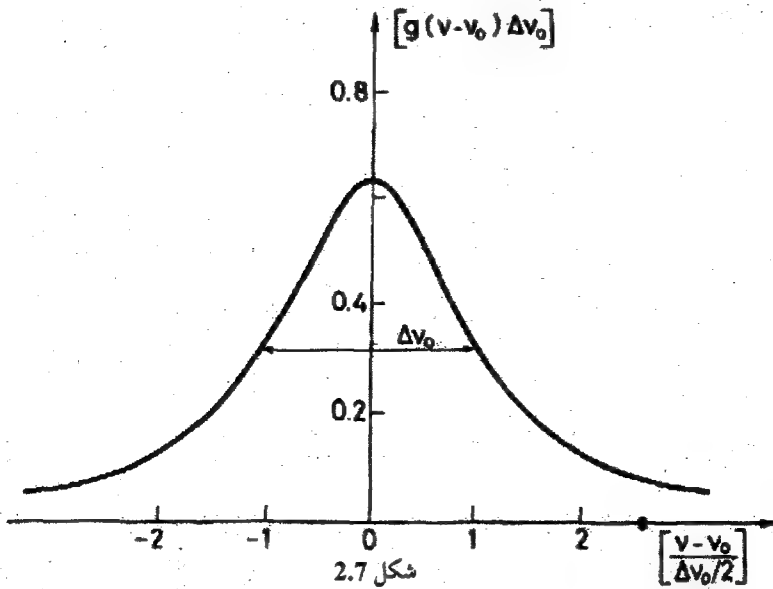
$$W_{12}^{sa} = \frac{2\pi^2}{3n^2 \epsilon_0 \hbar^2} |\mu_{21}|^2 \rho g(v - v_0) \quad (2.4.63a)$$

يبين (الشكل 2.7) المنحني البياني للتابع  $[g(v - v_0)\Delta v_0]$  الموحد بالنسبة لفرق التردد الموحد  $(v - v_0)/(\Delta v_0/2)$  . والعرض الأعظمي بين نقطتين تقعان على

منتصف القمة FWHM هو بكل بساطة  $\Delta\nu_0$  . وتكون قمة التابع  $g(\nu-\nu_0)$  من أجل  $\nu=\nu_0$  . وتعطى قيمتها :

$$g(0) = \frac{2}{\pi\Delta\nu_0} = \frac{0.637}{\Delta\nu_0} \quad (2.4.63b)$$

منحني تصفه المعادلة (2.4.62) ويعود إلى لورانس Lorentzian الذي أول من عرضه في نظريته اهزاز الإلكترون .



المنحني البياني المعياري لخط لورنتس

إذ إن  $\Delta\nu = \nu - \nu_0$  وعلى هذا فإن لدينا الآن صيغة مشابهة للمعادلة (2.4.7) عدا أن التابع  $\delta(\nu - \nu_0)$  قد استبدل بالتابع  $g(\nu - \nu_0)$  . إن الشكل (2.7) يوضح التابع  $g(\nu - \nu_0)$  . نلاحظ أن القيمة العظمى لهذا التابع تقع عند  $\Delta\nu = 0$  (أي عندما  $\nu = \nu_0$ ) ، وتساوي هناك القيمة  $\frac{2}{\pi\Delta\nu_0}$  ، أما العرض الكلي للمنحني مأخوذ



بين نقطتين عندها يساوي التابع نصف قيمته العظمى هو  $\Delta\nu_0$  . وتدعى هذه القيمة بـ FWHM . ومثل هذا المنحني يدعى لورانسى .

وبالعودة إلى الموجة الكهرمغناطيسية المستوية يبدو غالبا من المفيد أن نعبر عن احتمالية الانتقال  $W_{12}^{sa}$  والإصدار التلقائي نتيجة تفاعلها مع ثنائي القطب الكهربائي في الذرة الوحيدة . إعادة صياغة المعادلة (2.4.63a) بدلالة شدة الإشعاع  $I$  للموجة المستوية الواردة  $I = c\rho/n$  وبالشكل الآتي :

$$W_{12} = \frac{2\pi^2}{3n\epsilon_0 c_0 h^2} |\mu_{21}|^2 I g(\nu - \nu_0) \quad (2.4.64)$$

وبعد أن تم حساب معدل الامتصاص ، ننتقل الآن لحساب معدل الإصدار المتحرض . ولهذا الهدف علينا أن نبدأ مرة أخرى من المعادلة (2.3.28) و (2.3.29) ومعادلة تفاعل الطاقة  $H'$  (2.4.52) تبقى لا متغيرة . لذلك فالمعادلتين اللتان تصفان تغير المقدارين  $|a_1(t)|^2$  و  $|a_2(t)|^2$  مع الزمن (انظر الملحق A) أيضا بقيان لا متغيرتين والفرق الوحيد جاء من حقيقة أن الشرط الابتدائي قد أعطي الآن  $|a_2(t)|^2 = 1$  و  $|a_1(t)|^2 = 0$  يبدو واضحا أن معادلات الإصدار المتحرض يمكن الحصول عليها من تلك التي للامتصاص بتبديل بسيط بين القريبتين 1 و 2 . لذلك فإن معدل الانتقال  $W_{12}^{sa}$  نحصل عليه من المعادلة (2.4.55) بعد تغير القريبتين ونرى مباشرة من المعادلة (2.3.34) أن  $\mu_{21} = \mu_{21}^*$  ، يقتضي أن يكون  $|\mu_{12}| = |\mu_{21}|$  . لذلك لدينا :

$$W_{12}^{sa} = W_{21}^{sa} \quad (2.4.65)$$

وهذه المعادلة توضح أن احتمالي الامتصاص والإصدار المتحرض متساويان لذلك سوف نكتب من الآن فصاعدا أن  $W^{sa} = W_{12}^{sa} = W_{21}^{sa}$  وأن  $|\mu| = |\mu_{12}| = |\mu_{21}|$  . وعلى هذا تصبح المعادلتان (2.4.63a) و (2.4.64) ما يأتي :

$$W^{sa} = \frac{2\pi^2}{3n \epsilon_0 h^2} |\mu|^2 \rho g(v - v_0) \quad (2.4.66a)$$

$$W^{sa} = \frac{2\pi^2}{3n \epsilon_0 c_0 h^2} |\mu|^2 I g(v - v_0) \quad (2.4.66b)$$

وهاتان المعادلتان هما النتائج النهائية لحساباتنا للفصل الحالي .

## 2.4.2 الانتقالات المسموحة والممنوعة Allowed and Forbidden Transitions

تبين المعادلتان (2.4.66a) و (2.3.46) أن معدل الانتقال  $W_{12}^{sa}$  ومعدل الإصدار التلقائي  $A$  يتناسبان طرداً مع  $|\mu|^2$ . وهذا يبين أن الظاهرتان تخضعان إلى نفس قاعدة الاصطفاء. وهكذا فإن الإصدار المتحرض عبر تفاعل ثنائي القطب الكهربائي (انتقال ثنائي القطب) يتم فقط بين  $u_1$  و  $u_2$  متعاكستين في الزوجية. فيقال انتقال ثنائي القطب هذا مسموح. وعلى العكس، من ذلك إذا كانت زوجية السويتين هي نفسها عندها  $W^{sa} = 0$  ويقال إن انتقال ثنائي القطب الكهربائي ممنوع. هذا لا يعني أن الذرة لا يمكن أن تمر من السوية الأولى 1 إلى السوية الثانية 2 من خلال تأثير الموجة الكهرمغناطيسية الواردة. في هذه الحالة يمكن أن يحدث الانتقال على سبيل المثال كمحصلة لتفاعل الحقل المغناطيسي للموجة الكهرمغناطيسية مع عزم ثنائي القطب المغناطيسي للذرة.

من أجل السهولة، لا نعتبر هذه الحالة تتم لاحقاً (تفاعل ثنائي القطب المغناطيسي) لكن نكتفي باعتبار أن التحليل يتم بنفس الطريقة التي استخدمت للحصول على المعادلة (2.4.64). ويمكن أن نشير أيضاً أن انتقال ثنائي القطب المغناطيسي بين حالتين متساويتي الزوجية even-even أو odd-odd انتقالات.

لذلك فإن انتقال ممنوع بتفاعل ثنائي القطب الكهربائي يكون مع ذلك مسموح بتفاعل ثنائي القطب المغناطيسي والعكس صحيح .

إنه لمن المفيد أن نحسب مرتبة قيمة نسبة احتمالية انتقال ثنائي القطب المغناطيسي  $W_e$  إلى قيمة احتمال انتقال ثنائي القطب المغناطيسي  $W_m$  . وبشكل واضح يعود الحساب إلى انتقالين مختلفين ، أحدهم مسموح لثنائي القطب الكهربائي والآخر من أجل تفاعل ثنائي القطب المغناطيسي . نفرض أن شدة الموجة هي نفسها للحالتين . فمن أجل الانتقال لثنائي القطب الكهربائي المسموح ، ووفقا للمعادلة (2.4.55) نستطيع أن نكتب أن  $W_e \propto (\mu_e E_0)^2 \equiv (eaE_0)^2$  ، إذ إن  $E_0$  هي سعة الحقل الكهربائي للموجة . وقد تم التقريب هنا وهو أن  $\mu_e$  (للاتنقلات المسموحة) بحاصل ضرب شحنة الإلكترون  $e$  في نصف قطر الذرة  $a$  . وب نفس الطريقة بإمكاننا أن نكتب من أجل غرام ثنائي القطب المغناطيسي  $W_m \propto (\mu_m B_0)^2 \equiv (\beta B_0)^2$  إذ إن  $B_0$  سعة حقل التحريض المغناطيسي للموجة وأنه قد تم التقريب هنا أيضا عن  $\mu_m$  (للاتنقلات المسموحة) بقيمة مغناطون بور  $\beta$  ( $\beta = 9.27 \times 10^{-24} \text{ Am}^2$ ) . وعلى هذا فإن :

$$\left( \frac{W_e}{W_m} \right) = \left( \frac{eaE_0}{\beta B_0} \right)^2 = \left( \frac{eac}{\beta} \right)^2 \equiv 10^5 \quad (2.4.67)$$

وفي الحصول على النتيجة النهائية في المعادلة (2.4.67) قد استخدمنا العلاقة الخاصة للموجة المستوية :  $E_0 = B_0 c$  (حيث إن  $c$  سرعة الضوء) وكذلك قد افترضنا أن  $a = 0.05 \text{ \AA}$  . وعليه نلاحظ أن احتمالية الانتقال يتفاعل ثنائي القطب الكهربائي هي أكبر بكثير من احتمالية الانتقال بتفاعل ثنائي القطب المغناطيسي .

وسبب ذلك يعود بالأساس إلى أن طاقة تفاعل ثنائي القطب الكهربائي  $\mu_e E_0$  هي أكبر بكثير من طاقة تفاعل ثنائي القطب المغناطيسي  $\mu_m B_0$  .

### 2.4.3 المقطع العرضي للانتقال والامتصاص ومعامل الربح :

#### Transition Cross Section , Absorption , and Gain Coefficient

بعد أن تم حساب معدل الانتقال  $W$  في الفقرة 2.4.1 من أجل حالة تفاعل ذرة وحيدة مع الموجة الكهرومغناطيسية الواردة والتي عرض خطها الطيفي محدد بآلية توسيع ما . نعتبر الآن مجموعة  $N_i$  من الذرات في واحدة الحجم ونريد حساب القيمة المتوسطة لمعدل الانتقال .

نعتبر في الحالة الأولى عندما يكون تردد التجاوب  $\nu_0$  وشكل الخط هو نفسه لكل ذرة في المجموعة (حالة التوسيع المتجانس) . معدل الانتقال  $W_h$  لهذه الحالة المتجانسة هو نفسه من أجل كل ذرة ، لذلك نستطيع كتابة :

$$W_h(\nu - \nu_0) = W^{sa}(\nu - \nu_0) \quad (2.4.68)$$

إذا أبقينا جميع الذرات في السوية الطاقة الأرضية ، فالطاقة الممتصة في واحدة الحجم  $dP_a / dV$  تعطى بالعلاقة :

$$\left( \frac{dP_a}{dt} \right) = W_h N_i h \nu \quad (2.4.69)$$

وبما أن  $W_h$  تتناسب مع شدة الموجة ، وباعتبار أن التدفق الفوتوني  $F = I / h \nu$  ، نستطيع تعريف المقطع العرضي للامتصاص  $\sigma_h$  كما يلي :

$$\sigma_h = \frac{W_h}{F} \quad (2.4.70)$$

وعليه نحصل من المعادلة (2.4.66a) و (2.4.70) على  $\sigma_h$  بالصيغة :

$$\sigma_h = \frac{2\pi^2}{3n\epsilon_0 c_0 h} |\mu|^2 \nu g(\nu - \nu_0) \quad (2.4.71)$$

وبالاستعانة بالبراهين المستخدمة والمتعلقة بالشكل 1.2 نحصل من المعادلة (2.4.70) و (2.4.71) على المعادلة التي تصف تدفق الفوتونات على طول المحور  $z$  وكما هو بالمقارنة مع المعادلة (1.2.1) :

$$dF = -\sigma N_i F dz \quad (2.4.72)$$

إن تفحص المعادلة (2.4.72) يقود إلى التفسير الفيزيائي لهذا المقطع العرضي للانتقال . لنفرض أن بالإمكان تحديد لكل ذرة مقطع عرضي فعلي للامتصاص  $\sigma_a$  بمعنى أنه إذا واجه الفوتون هذه المساحة فإنه سوف يتم امتصاصه من قبل الذرة كما تم تعريفه (راجع الشكل 2.8) . فإذا كانت  $S$  مساحة المقطع العرضي للحزمة الكهرمغناطيسية في الوسط فإن عدد الذرات ضمن عمق  $dz$  من الوسط التي تشع من قبل الموجة (راجع الشكل 1.2) هو  $N_i S dz$  ، التي تعطينا مقطعاً عرضياً كلياً للامتصاص يساوي  $\sigma_a N_i S dz$  . إن التغير النسبي  $(dF/F)$  لتدفق الفوتونات ضمن عمق  $dz$  من الوسط يكون :

$$\frac{dF}{F} = -\frac{\sigma_a N_i S dz}{S} \quad (2.4.73)$$

وبمقارنة المعادلتين (2.4.72) و (2.4.73) نجد أن  $\sigma_h = \sigma_a$  . وعلى هذا يكون

المعنى الفيزيائي لـ  $\sigma_h$  هو أنها تمثل المقطع العرضي الفعلي للامتصاص .

تحدث حالة مختلفة بعض الشيء عندما تكون ترددات التجاوب  $\nu_0'$  للذرات موزعة حول تردد مركزي  $\nu_0$  ( حالة من التوسع اللامتجانس ) . يوصف هذا التوزيع

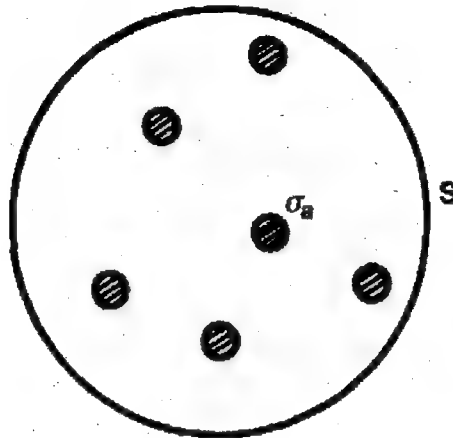
بالتابع  $g^*(v'_0 - v_0)$  والذي وفق تعريفه بالصيغة  $dN_i = N_i g^*(v'_0 - v_0) dv'_0$  يعطي العدد العنصري من الذرات التي في حالة تجاوب بين التردد  $v'_0 + dv'_0$  و  $v'_0$  ووفقا للمعادلة (2.4.69) فالطاقة العنصرية الممتصة من قبل هذا العدد العنصري من الذرات  $dN_i$  تعطى بالعلاقة:

حيث  $d(dP_a / dV) = (N_i h \nu) W_h(v'_0 - v_0) g^*(v'_0 - v_0) dv'_0$  هو معدل الانتقال لتلك الذرات التي في حالة التجاوب على التردد  $v'_0$  تعطى الطاقة الكلية الممتصة في واحدة الحجم بالعلاقة:

$$\left( \frac{dP_a}{dV} \right) = N_i h \nu \int W_h(v - v'_0) g^*(v'_0 - v_0) dv'_0 \quad (2.4.74)$$

تبين مقارنة المعادلتين (2.4.74) و (2.4.69) أننا نستطيع تعريف معدل الانتقال اللامتجانس  $W_{in}$  كما يلي:

$$W_{in} = \int W_h(v - v'_0) g^*(v'_0 - v_0) dv'_0 \quad (2.4.75)$$



الشكل 2.8

المقطع العرضي الفعلي للامتصاص  $(\sigma_a)$  للذرات في طريق حزمة مقطعها العرضي (S)

ووفقا للمعادلة (2.4.70) نستطيع أن نعرف الآن المقطع العرضي اللامتجانس  $\sigma_{in}$  بالعلاقة  $\sigma_{in} = W_{in} / F$  وبتقسيم طرفي العلاقة (2.4.75) على  $F$  واستخدام العلاقة (2.4.70) نحصل على :

$$\sigma_{in} = \int \sigma_h(\nu - \nu'_0) g^*(\nu'_0 - \nu_0) d\nu'_0 \quad (2.4.76)$$

وبإتباع البراهين المقدمة والمتصلة ( بالشكل 2.8 ) نرى أن  $\sigma_{in}$  هي مقطع الامتصاص الفعلي الذي نستطيع أن نقرنه لذرة وحيدة ، لذلك يمتص الفوتون إذا دخل هذا المقطع العرضي . لاحظ في هذه الحالة أنه ، لكل ذرة في الموقع مقطع عرضي  $\sigma_h(\nu - \nu'_0)$  على تردد الأشعة الواردة وأن  $\sigma_{in}$  هو بالضبط القيمة الوسطى الفعلية للمقطع العرضي . لاحظ أيضا أنه ، وفقا (2.4.76) ، فإن شكل الخط وكذلك عرض خط  $\sigma_{in}$  يتوقف على التابع  $g^*(\nu'_0 - \nu_0)$  ، والذي على توزع ترددات التجاوب الذرية . والظاهرة التي تقود لتوزع الترددات هذا نوقشت ببعض التفصيل في نهاية الفصل . نكتفي هنا بالإشارة للتابع  $g^*(\nu'_0 - \nu_0)$  ، يوصف بشكل عام بمعادلة من الشكل :

$$g^*(\nu'_0 - \nu_0) = \frac{2}{\Delta\nu_0^*} \left( \frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \exp \left[ -\frac{4(\nu'_0 - \nu_0)^2}{\Delta\nu_0^*} \ln 2 \right] \quad (2.4.77)$$

حيث أن  $\Delta\nu_0^*$  هو انتقال العرض الخطي ( FWHM ) ، الذي تتوقف قيمته على آلية التوسيع الخاصة المدروسة .

وبالاستعانة بالمعادلتين (2.4.71) و (2.4.76) نستطيع أن نحول إلى المعادلة

التالية:

$$\sigma_{in} = \frac{2\pi^2}{3n\epsilon_0 h} |\mu|^2 \mu g_i(\nu - \nu_0) \quad (2.4.78)$$

في هذه المعادلة (2.4.78) لدينا الرمز  $g_i(v-v_0)$  من أجل تابع الشكل الكلي للخط الذي يمكن التعبير عنه كما يلي :

$$g_i = \int_{-\infty}^{\infty} g^*(x)g[(v-v_0)-x]dx \quad (2.4.79)$$

حيث أننا اعتبرنا  $x = v'_0 - v_0$  . لذلك نحصل على عبارة المقطع العرضي للتوسيع اللامتجانس  $\sigma_m$  من ذلك المتجانس ، ويعطى بالعلاقة (2.4.71) بتعويض  $g(v-v_0)$  بالرمز  $g_i(v-v_0)$  . لاحظ أنه ، وفقا للمعادلة (2.4.79)  $g_i$  هو تلاف convolution للتابع  $g$  و  $g^*$  . وباعتبار أن التابعين موحدين إلى الواحدة يمكن تبين أن  $g_i$  هو أيضا موحدا إلى الوحدة أي  $\int g_i(v-v_0)dv = 1$  . لاحظ أيضا أن المعادلة (2.4.78) هي تعميم للمعادلة (2.4.71) . في الواقع يبدو مباشرة من المعادلة (2.4.79) والمعادلة (2.4.78) أن  $\sigma_m$  تؤول إلى  $\sigma_h$  عندما  $g^*(v'_0 - v_0) = \delta(v'_0 - v_0)$  . أي عندما يكون لجميع الذرات نفس تردد التجاوب . وبشكل عكسي ، إذا كان عرض تابع الشكل المتجانس  $g(v-v'_0)$  أصغر بكثير من تلك الذي للتابع اللامتجانس  $g^*(v'_0 - v_0)$  ، لذلك يمكن أن يقرب التابع  $g(v-v'_0)$  بتابع ديراك  $\delta$  في المعادلة (2.4.79) للحصول  $g_i \equiv g^*(v-v_0)$  (حالة من تابع التوسع اللامتجانس الخالص) . في هذه الحالة نحصل من المعادلة (2.4.77) على :

$$g_i = g^*(v-v_0) = \frac{2}{\Delta v_0^*} \left( \frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \exp \left[ -\frac{4(v-v_0)^2}{\Delta v_0^{*2}} \ln 2 \right] \quad (2.4.80)$$

ولجعل التابع  $[g^*(v-v_0)\Delta v_0^*]$  عياري رسمنا منحنيه البياني في الشكل 2.9 بالنسبة لفرق التردد القياسي  $(v-v_0)/(\Delta v_0^*/2)$  . ووفقا للمعادلة (2.4.80) فإن



عرض المنحني عند نصف قيمته العظمى FWHM هو ببساطة  $\Delta\nu_0^*$  ، قمة هذا المنحني تحصل عندما  $\nu = \nu_0$  ، وقيمته تعطى بالعلاقة :

$$g^*(0) = \frac{2}{\Delta\nu_0^*} \left( \frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} = \frac{0.939}{\Delta\nu_0^*} \quad (2.4.81)$$

المنحني الموصوف بالمعادلة (2.4.80) هو منحني غوسي Gaussian .

واستنادا إلى المناقشة السابقة ، ومن الآن فصاعدا سنستخدم الرمز  $\sigma = \sigma_{in}$  للدلالة على المقطع العرضي للامتصاص ، وعلاقته العامة تكتب :

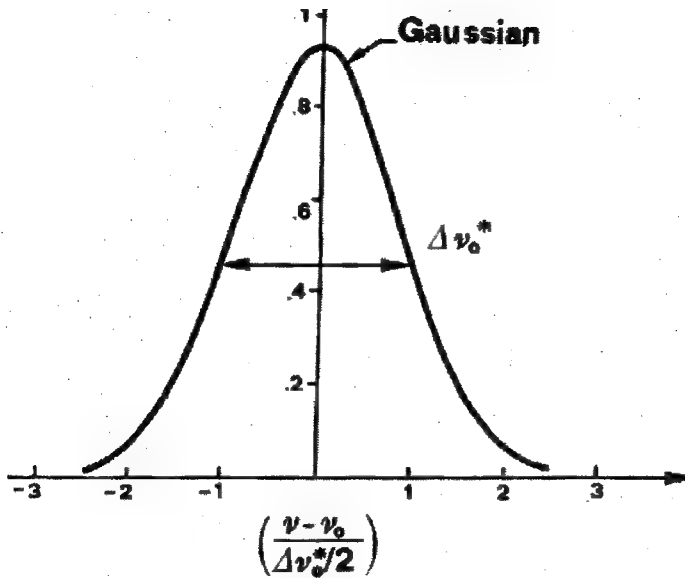
$$\sigma = \frac{2\pi^2}{3n\epsilon_0 ch} |\mu|^2 \nu g_\nu(\nu - \nu_0) \quad (2.4.82)$$

إن العبارة الموافقة لمعدل الامتصاص  $W = \sigma F$  يمكن كتابتها كما يلي :

$$W = \frac{2\pi^2}{3n^2 \epsilon_0 ch} |\mu|^2 \rho g_\nu(\nu - \nu_0) \quad (2.4.83)$$

حيث  $\rho = (nI/c) = (nFh\nu/c)$  كثافة الطاقة في الموجة الكهرمغناطيسية .

نستطيع أن نعيد نفس البراهين من اجل الإصدار المتحرض . ووفقا للمعادلة (2.4.65) ونرى انه من اجل سويات لا انطباقية ، فإن العبارات العامة للمقطع العرضي للإصدار التحريضي ومعدل الإصدار التحريضي يعطى ثانية بالعلاقات (2.4.82) و (2.4.83) ، بالتالي .



شكل 2.9

المنحني البياني العياري للخط الغوسي

ونشدد هنا أنه وفقاً للمعادلة (2.4.82)، فإن  $\sigma$  تتوقف فقط على المعاملات المادية ( $|u|^2$ ،  $g_i$  و  $\nu_0$ ) وتردد الموجة الواردة  $\nu$ . ولمعرفة  $\sigma$  كنابع للتردد  $\nu$  نحتاج إلى هذه المعاملات جميعها لوصف عملية التفاعل. وانتقال المقطع العرضي  $\sigma$  مهم ويستخدم كوسيط شائع للانتقال. لاحظ عندما يكون  $N_1$  و  $N_2$  إسكاني السويتين 1 و 2 نستطيع تعميم المعادلة (2.4.72):

$$dF = -\sigma(N_1 - N_2)Fdz \quad (2.4.84)$$

ولها نفس الشكل الذي تم اشتقاقه في الفصل الأول [ انظر المعادلة (1.2.1) مع  $g_1 = g_2$  ]. ومهما يكن فقد أسهمت النقاشات المقدمة في هذه الفقرة بتكوين فهم أعمق لمعنى المقطع العرضي الفعلي  $\sigma$ .

هناك طريقة أخرى لوصف تفاعل الإشعاع مع المادة تتضمن تعريف الكمية  $\alpha$  كما يلي :

$$\alpha = \sigma(N_1 - N_2) \quad (2.4.85)$$

في حالة أن  $N_1 > N_2$  تدعى  $\alpha$  معامل امتصاص الوسط . ومن المعادلة (2.4.84) نحصل على الصيغة الآتية لـ  $\alpha$  :

$$\alpha = \frac{2\pi^2}{3n\epsilon_0 c_0 h} |\mu|^2 (N_1 - N_2) \nu g_i (\nu - \nu_0) \quad (2.4.86)$$

بما أن  $\alpha$  تعتمد على إسكان الذرات في السويتين فإن هذه الكمية غير مناسبة لوصف التفاعل في تلك الحالات التي تكون فيها الاسكانات متغيرة ، كما هي الحال في الليزر مثلاً . ومن ناحية ثانية تكمن فائدة  $\alpha$  معامل الامتصاص في أنها يمكن قياسها بصورة مباشرة . إذ يمكن أن نحصل من المعادلتين (2.4.85) و (2.4.84) على العلاقة :

$$dF = -\alpha F dz \quad (2.4.87)$$

وعلى هذا فإن نسبة تدفق الفوتونات بعد اختراق مسافة  $l$  من المادة إلى التدفق الابتدائي هو  $F(l)/F(0) = \exp(-\alpha l)$  وبقياس هذه النسبة عملياً لموجة أحادية الطول الموجي بقدر كاف ، فإننا نحصل على  $\alpha$  عند ذلك الطول الموجي . بعد ذلك وإذا ما عرفنا  $N_1$  و  $N_2$  يمكننا استخدام المعادلة (2.4.85) للحصول على مساحة المقطع العرضي للانتقال الموافق . وعندما يكون الوسط في حالة توازن حراري فمن الممكن معرفة  $N_1$  و  $N_2$  من المعادلة (1.2.2) بفرض معرفة الإسكان الكلي  $N_t = N_1 + N_2$  وإنطباقية السويات . يدعى الجهاز المستخدم لقياس معامل الامتصاص جهاز قياس امتصاص الأشعة المطيافية . إلا أنه يجب ملاحظة عدم إمكان قياس

الامتصاص في تلك الحالات التي يكون فيها السوية 1 فارغة . هذا يحدث مثلاً في حالة أن السوية 1 هي ليست سوية أرضية وأن ارتفاع سوية طاقتها عن السوية الأرضية بشكل أكبر بكثير من  $kT$  . وثمة ملاحظة أخيرة هي أنه عندما يكون  $N_2 > N_1$  فإن معامل الامتصاص  $\alpha$  المعرف بالمعادلة (2.4.85) يكون سالبا . في هذه الحال ستتضخم الموجة بدلا من أن تضعف في الوسط . ومن المعتاد في هذه الحالات أن نعرف كمية جديدة  $g$ :

$$g = -\alpha = \sigma(N_2 - N_1) \quad (2.4.88)$$

وهذه الكمية موجبة وتدعى معامل الربح .

#### 2.4.4 المعالجة الديناميكية الحرارية لأينشتاين

##### Einstein Thermodynamic Treatment :

نشق في هذا البند بصورة دقيقة الكمية  $A$  على أساس نظرية اينشتاين من دون أن نعتمد بصورة صريحة على النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية . والحقيقة هي أن هذه الحسابات قد أجراها أينشتاين قبل وقت طويل من نشوء نظرية الكهرمغناطيسية الكمومية . إن هذه الحسابات تعتمد على قوانين ديناميكا الحرارة ولغرض إجراء هذه الحسابات نتصور المادة موضوعة في تجويف الجسم الأسود الذي تكون جدرانه عند درجة حرارة ثابتة  $T$  . وبعد الوصول إلى حالة التوازن الحراري فإن التوزيع الطيفي لكثافة طاقة الموجات الكهرمغناطيسية  $\rho_\nu$  في داخل التجويف يتحدد بالكمية  $\rho_\nu$  في المعادلة (2.2.22) وتكون المادة المدروسة مغمورة في هذه الإشعاعات . ونتيجة لذلك يحدث للمادة إصدار متحرض وامتصاص ، فضلا عن الإصدار التلقائي . وبما أن النظام في حالة توازن حراري فإن عدد الانتقالات في

واحدة الزمن من المستوي 1 إلى المستوي 2 يجب أن يساوي عدد الانتقالات من المستوي 2 إلى المستوي 1 . والآن نكتب :

$$W_{21} = B_{21} \rho_{\nu_0} \quad (2.4.89)$$

$$W_{12} = B_{12} \rho_{\nu_0} \quad (2.4.90)$$

إذ إن  $(B_{21})$  و  $(B_{12})$  معاملان ثابتان (يدعيان ثابتي  $B$  لأينشتاين) . ولنفرض أن الإسكان التوازني للسويتين 1 و 2 على التوالي هو  $N_1^e$  و  $N_2^e$  فإن:

$$AN_2^e + B_{21} \rho_{\nu_0} N_2^e = B_{12} \rho_{\nu_0} N_1^e \quad (2.4.91)$$

على حين نجد من إحصاء بولتزمان أن :

$$\frac{N_2^e}{N_1^e} = \exp(-h\nu_0 / kT) \quad (2.4.92)$$

ومن المعادلتين (2.4.91) و (2.4.92) يكون لدينا :

$$\rho_{\nu_0} = \frac{A}{B_{12} \exp(h\nu_0 / kT) - B_{21}} \quad (2.4.93)$$

ومن الموازنة بين المعادلتين (2.4.93) و (2.2.22) نحصل على

$$B_{12} = B_{21} = B \quad (2.4.94)$$

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h \nu_0^3 n^3}{c_0^3} \quad (2.4.95)$$

توضح المعادلة (2.4.94) أن احتمالي الامتصاص والإصدار المتحرض بفعل إشعاع الجسم الأسود متساويان . إن هذه النتيجة تنسجم تماما مع المعادلة (2.4.95) العائدة لإشعاع أحادي الطول الموجي التي تم اشتقاقها بطريقة مختلفة تماما .

وتعطينا المعادلة (2.4.93) معامل الإصدار التلقائي A إذا ما علمنا معامل الإصدار المتحرض B بفعل إشعاع الجسم الأسود . ومن السهولة الحصول على المعامل الأخير من المعادلة (2.4.83) . والحقيقة هي أن هذه المعادلة صحيحة لإشعاع أحادي الطول الموجي . في حالة إشعاع الجسم الأسود  $\rho_\nu d\nu'$  تمثل كثافة طاقة الإشعاع الذي تردده محصور بين  $\nu'$  و  $\nu' + d\nu'$  . ولو مثلنا هذه الإشعاعات بموجة أحادية الطول الموجي وبنفس القدرة ، فإنه يمكن الحصول على احتمالية عنصر الانتقال  $dW$  بسبب هذا الإشعاع من تعويض  $\rho_\nu d\nu'$  بدلا من  $\rho$  في المعادلة (2.4.83) . وعند تكامل المعادلة الناتجة وعلى فرض أنه يمكن تقريب  $g_i(\nu - \nu_0)$  بدلالة  $\delta$  ديراك انظر الشكل (2.3) ، نحصل على :

$$W = \frac{2\pi^2}{3n^2 \epsilon_0 h^2} |\mu|^2 \rho_{\nu_0} \quad (2.4.96)$$

وبمقارنة المعادلة (2.4.96) بالمعادلة (2.4.89) أو المعادلة (2.4.90) نجد أن:

$$B = \frac{2\pi^2 |\mu|^2}{3n^2 \epsilon_0 h^2} \quad (2.4.97)$$

ونحصل أخيرا من المعادلتين (2.4.95) و (2.4.97) على :

$$A = \frac{16\pi^3 \nu_0^3 n |\mu|^2}{3h \epsilon_0 c_0^3} \quad (2.4.98)$$

إن هذه الصيغة A التي تم الحصول عليها هي تماما نفس النتيجة التي نحصل عليها من النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية . قد اعتمدنا في الاشتقاق الحالي على قوانين ديناميكا الحرارة وقانون إشعاع بلانك . والقانون الأخير هو أيضا صحيح ضمن النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية . لاحظ هنا ، كما قد أشرنا إليه في البند (2.3.2) أن عمر الإشعاع التلقائي  $\tau_{sp} = 1/A$  الذي نحصل عليه من المعادلة (2.4.98)

يتفق تماما مع الصيغة نصف الكلاسيكية . وأخيرا نلاحظ أن  $A$  تزداد مع مكعب التردد ولذا فإن أهمية الإصدار التلقائي تزداد بصورة كبيرة بزيادة التردد. والحقيقة هي أن الإشعاع التلقائي يكون عادة مهملا في المنطقة الوسطى والبعيدة من طيف تحت الحمراء ، إذ نجد الانحلالات غير الإشعاعية هي الغالبة ، أما عند ترددات المنطقة الوسطى من الطيف المرئي فيمكن تقدير رتبة  $A$  من التعويض عن  $\lambda = 2\pi c / \omega = 5 \times 10^{-5} \text{ cm}$  وعن  $|\mu| = ca$  ، إذ أن  $a$  نصف قطر الذرة  $a \approx 10^{-8} \text{ cm}$  ولذا نجد أن  $A \approx 10^8 \text{ s}^{-1}$  (أي أن  $\tau_{sp} \approx 10 \text{ ns}$ ) . أما بالنسبة للانتقالات بتفاعل ثنائي القطب المغناطيسي فإن  $A$  تقريبا  $10^5$  مرة أصغر من القيمة الميئة في أعلاه ، أي أن  $A \approx 10^8 \text{ s}^{-1}$  .

إن طريقة أينشتاين الواردة أعلاه والمعتمدة على قوانين ديناميكا الحرارة تساعدنا أيضا على دراسة صفة مهمة أخرى وهي طيف الإشعاع المصدر . والحقيقة هي أنه يمكن الإثبات أن لأي انتقال فإن طيف الإشعاع المصدر هو تماما نفس طيف الامتصاص . ولكي نبرهن هذه الصفة دعنا نعرف المعامل الطيفي  $A_\nu$  بحيث إن  $N_2 A_\nu d\nu$  تمثل عدد الذرات المنطبقة لوحدة الزمن التي تنتج فوتونات بترددات محصورة بين  $\nu$  و  $\nu + d\nu$  . ومن الواضح أن:

$$A = \int A_\nu d\nu \quad (2.4.99)$$

وبنفس الطريقة دعنا نعرف المعامل الطيفي  $B_\nu$  بحيث أن  $B_\nu \rho_\nu d\nu$  تمثل عدد الانحلالات لوحدة الزمن (بالامتصاص أو الإصدار المتحرض) بفعل إشعاع الجسم الأسود ذات ترددات محصورة بين  $\nu$  و  $\nu + d\nu$  . ونثبت الآن بسهولة أن  $A_\nu / B_\nu = A / B$  . ولهذا الهدف نفترض أن هناك بين المادة المدروسة وجدران تجويف الجسم الأسود مرشحا للموجة الكهرمغناطيسية يسمح بالمرور من خلاله

للموجات ذات الترددات المحصورة بين  $\nu$  و  $\nu + d\nu$  وباستخدام نفس معالجة ديناميكا الحرارة المستخدمة في المعادلة (2.4.91)

للحصول على :

$$A_\nu N_2^e d\nu + B_\nu \rho_\nu N_2^e d\nu = B_\nu \rho_\nu N_1^e d\nu \quad (2.4.100)$$

ومن المعادلتين (2.4.92) و (2.2.72) نحصل على :

$$\frac{A_\nu}{B_\nu} = \frac{A}{B} \quad (2.4.101)$$

ومن ناحية ثانية يمكن حساب  $B_\nu$  بسهولة من المعادلة (2.4.66b) إذا اعتبرنا  $B_\omega \rho_\omega d\omega$  تمثل الإصدار المتعرض لموجة أحادية الطول الموجي . فمن المعادلتين (2.53c) و (2.4.97) نحصل على :

$$B_\nu = B g_i(\nu - \nu_0) \quad (2.4.102)$$

وينتج كذلك من المعادلة (2.4.101) أن :

$$A_\nu = A g_i(\nu - \nu_0) \quad (2.4.103)$$

وتشير المعادلة (2.4.103) إلى أن طيف الموجات المصدرة تتحدد أيضا بالتابع  $g_i(\nu - \nu_0)$  . وبعبارة أخرى إن هذا التابع هو نفسه الذي يحدد الامتصاص أو الإصدار المتعرض . ونحصل من المعادلة (2.4.103) على تفسير للتابع  $g_i(\nu - \nu_0)$  وهو أن  $g_i(\nu - \nu_0) d\nu$  تمثل الاحتمال أن يكون تردد الفوتون المصدر تلقائيا محصورا بين  $\nu$  و  $\nu + d\nu$  .



## 2.5 عمليات توسيع خطوط الطيف *Line Broadening Mechanisms*

في هذا البند دراسة موجزة للعمليات المختلفة التي تؤدي إلى توسيع خطوط الطيف وما يرافق ذلك سلوك التابع  $g(\nu - \nu_0)$  . لاحظ أنه بناء على ما قيل في البند (2.3.3) أن طيف التردد وبالتالي  $g(\nu - \nu_0)$  هو نفسه لعمليات الإصدار التلقائي والإصدار المتحرض والامتصاص . وعلى هذا سنناقش فيما يلي أنواع شكل الخط للعمليات التي يكون تحليلها أكثر ملاءمة .

هنالك فرق مهم بين العمليات المتجانسة وغير المتجانسة التي تؤدي إلى توسيع خطوط الطيف الذي من المفيد إدخاله حالا . وتدعى عملية توسيع خط الطيف متجانسة إذا أدت إلى توسيع خط الطيف كل ذرة ومن ثم جميع النظام بنفس الصيغة على حين توصف عملية توسيع خط الطيف بأنها غير متجانسة إذا أدت إلى توزيع ترددات التجاوب للذرات ضمن حزمة ، ولذلك فإنها تؤدي إلى خط طيف واسع يمثل النظام ككل بدلا من أن يوسع خط طيف كل ذرة على انفراد . مثل هذه الآلية توسع الخط على كامل الجملة أي أنه من  $\alpha$  دون توسيع خطوط الذرات الفردية .

قبل إجراء تذكر شكل التابع  $g_r(\nu - \nu_0)$  يمكن أن يحدد بطريقتين : أ في تجربة الامتصاص بالاستعانة بمقياس الطيف . في هذه الحالة يقاس معامل الامتصاص كتابع للتردد  $\nu$  ، مستخدمين المطياف لاصطفاء تردد الضوء . ونرى من المعادلة (2.4.86) أن  $\alpha \propto \nu g_r(\nu - \nu_0)$  . وباعتبار أن عرض الخط التابع  $g_r(\nu - \nu_0)$  هو بشكل نموذجي أصغر بكثير من  $\nu_0$  ، نستطيع أن نكتب بشكل تقريبي  $\alpha \propto \nu_0 g_r(\nu - \nu_0)$  . وذلك بتقريب جيد جدا ، وأن شكل منحنى  $\alpha$  بالنسبة ل  $\nu$  يتطابق مع الذي للتابع  $g_r(\nu - \nu_0)$  . ب في تجربة الإصدار يمرر ضوء يصدر

بشكل تلقائي عبر مطياف ذي شدة تحليل كافية ويحدد  $g_i(\nu - \nu_0)$  بقياس شكل الإصدار الطيفي . يمكن تبين انه من اجل أي انتقال فإن شكل الخطوة المحصول عليها يهذين التقريبين هو دائما نفسه . لذلك سنعتبر في النقاش التالي ، تابع شكل الخط في الامتصاص والإصدار ، أي الأكثر ملائمة .

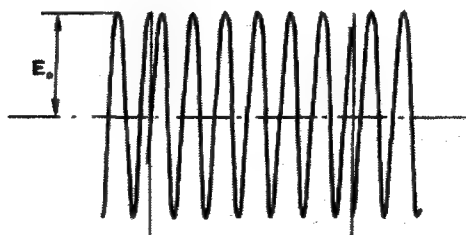
## 2.5.1 التوسيع المتجانس Homogeneous Broadening

إن أول آليات التوسيع المتجانس للخط التي نعتبرها هي التي تنشأ تلك بسبب التصادمات وتدعى توسيع التصادم وتتم بتصادم الذرة مع الذرات الأخرى، الأيونات الإلكترونية الحرة ، أو مع جدران الوعاء . وفي الحالة الصلبة بسبب تفاعل الذرة مع فونونات الشبكة . وبعد الاصطدام فإن تابعي الموجتين  $\psi_1$  و  $\psi_2$  للذرة انظر المعادلة (2.3.28) يعازيان قفزة طور عشوائية . هذا يعني أن الطور لعزم ثنائي الأقطاب المهتز  $\mu_{osc}$  [ انظر المعادلة (2.3.33) ] يعاني قفزة عشوائية بالنسبة لطور الموجة الواردة بسبب هذا الاصطدام انقطاع عملية تفاعل المترابط Coherent بين الذرة و الموجة الكهر مغناطيسية الواردة . ونظرا لأهمية الطور التفاعل النسبي خلال عملية التفاعل ، فإن طريقة أخرى مكافئة لمعالجة هذه المسألة تفرض أن يكون طور الحقل الكهربائي متوافقا مع طور  $\mu_{osc}$  الذي يعاني قفزة في كل اصطدام . لذلك فالحقل الكهربائي لا يتأخر و يظهر شكله جيبي لكن بدلا من أن يظهر كما في الشكل 2.9 ، حيث تحدث قفزة طور في وقت التصادم . و وفقا لهذه الشروط لا يعود بالإمكان اعتبار الموجة الصادرة من الذرة وحيدة اللون . في هذه الحالة إذا كتبنا  $dp = p\nu' d\nu'$  من أجل كثافة الطاقة للموجة في المجال الترددي  $\nu'$  و  $\nu' + d\nu'$  ، نستطيع استخدام هذه الكثافة العنصرية للطاقة في صيغة صالحة للإشعاعات الوحيدة اللون ، أي المعادلة (2.4.57) التي تعطي :

$$dW_{12} = \frac{2\pi^2}{3n^2 \epsilon_0 h^2} |\mu_{21}|^2 \rho_v \delta(v' - v_0) dv' \quad (2.5.104)$$

والاحتمالية على كل الانتقال يحصل عليها بتكامل المعادلة (2.5.104) على كامل ترددات طيف الإشعاعات ، لذلك يعطى بالمعادلة :

$$W_{12} = \frac{2\pi^2}{3n^2 \epsilon_0 h^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_v \delta(v' - v_0) dv' \quad (2.5.105)$$



شكل 2.10

السلوك الزمني للحقل الكهربائي  $E(t)$  لموجة e.m كما هو منظور من ذرة تعاني الاصطدام

نستطيع أن نكتب الآن  $\rho v'$  كما يلي :

$$\rho v' = \rho g(v' - v) \quad (2.5.106)$$

حيث  $\rho$  كثافة الطاقة للموجة أنظر [ المعادلة (2.4.56) ] ، و  $g(v' - v)$  تصف التوزيع الطيفي للكثافة  $\rho_v$  . وبما أن  $\rho = \int \rho_v dv'$  ، نكامل على الطرفين في المعادلة (2.5.106) لذلك فإن  $g(v' - v)$  يجب أن يحقق شرط التوحيد :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(v' - v) dv' = 1 \quad (2.5.107)$$

وبتعويض المعادلة (2.5.106) في المعادلة (2.5.105) و استخدام الخاصية الرياضية لتابع  $\delta$  نحصل على

$$W_{12} = \frac{2\pi^2}{3n^2 \epsilon_0 h^2} |\mu_{21}|^2 \rho g(v-v_0) \quad (2.5.108)$$

وكما أسلفنا في الفقرة (2.4.1) ، فإن  $w_{12}$  تم الحصول عليها في الواقع من تعويض  $g(v-v_0)$  من أجل  $\delta(v-v_0)$  في المعادلة (2.4.57) لاحظ أنه وفقا للمعادلة (2.5.107) لدينا أيضا :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(v-v_0) dv = 1 \quad (2.5.109)$$

ويبقى هنا الآن مسألة حساب توحيد الكثافة الطيفية للشعاع الوارد  $g(v'-v_0)$  وهذه تتوقف على الفاصل الزمني  $\tau$  بين التصادمات شكل (2.9) والتي تختلف بشكل واضح من أجل كل تصادم . نفرض أن توزيع قيم  $\tau$  يمكن أن نصفه بعلاقة كثافة الاحتمالية التالية:

$$p_r = \frac{\exp(-\frac{\tau}{\tau_c})}{\tau_c} \quad (2.5.110)$$

و هنا  $p_r d\tau$  هو احتمالية أن يكون الفاصل الزمني بين اصطدامين متتاليين يقع بين  $\tau$  و  $\tau + d\tau$  . لاحظ أن  $\tau_c$  لها معنى فيزيائي و هو وسطي الزمن  $\langle \tau \rangle$  بين الاصطدامات . و من السهل أن نرى أن :

$$\langle \tau \rangle = \int_0^{\infty} \tau \cdot p_r d\tau = \tau_c \quad (2.5.111)$$

لقد عرفت المسألة الرياضية التي يجب حلها . يجب أن نحصل على شكل الخط الطيفي الموحد للموجة كما في الشكل 2.9 حيث أن الزمن  $\tau$  بين تصادمين متعاقبين لها توزيع إحصائي  $p_\tau$  يعطى بالمعادلة (2.5.110) . وبالرجوع إلى الملحق B من أجل التفاصيل الرياضية ، و نستطيع أن نقيم النتيجة النهائية هنا . و أن شكل الخط الطيفي الموحد يعطى بالعلاقة :

$$g(v'-v) = 2\tau_c \frac{1}{[1 + 4\pi^2 \tau_c^2 (v'-v)^2]} \quad (2.5.112)$$

وطبقا للمعادلة (2.5.108) نحصل على انتقال شكل الخط الانتقال من المعادلة (2.5.112) بتعويض  $v'$  من اجل  $v_0$  لذلك نحصل على :

$$g(v-v_0) = 2\tau_c \frac{1}{[1 + 4\pi^2 \tau_c^2 (v-v_0)^2]} \quad (2.5.113)$$

التي هي هدفنا النهائي . لذلك نحصل على تابع له شكل خط لورنس ، كما تصفه بشكل عام المعادلة (2.4.58) [ أنظر الشكل (2.6) ] حيث قيمة الذروة هي الآن  $2\tau_c$  و عرض الخط  $\Delta v_0$  يكون :

$$\Delta v_0 = \frac{1}{\pi \tau_c} \quad (2.5.114)$$

**مثال 2.2 :** التوسيع التصادمي للليزر الهيليوم - نيون و كأول مثال للتوسيع التصادمي ، نعتبر حالة الانتقال لذرة ، أو شاردة ، في غاز ضغطه  $p$  ويمكن تقدير  $\tau_c$  في هذه الحالة بالعلاقة  $\tau_c = \frac{l}{v_{th}}$  ، حيث  $l$  المسار الحر الوسطي للذرة في الغاز ، و  $v_{th}$  هي القيمة الوسطية للسرعة الحرارية .

و بما أن  $v_{th} = \left( \frac{3kT}{M} \right)^{\frac{1}{2}}$  ، حيث  $M$  الكتلة الذرية ، و بأخذ  $l$  على أنه يعطى بمعادلة ناتجة من نموذج كرة قاسية للغاز نحصل على :

$$\tau_c = \left( \frac{2}{3} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{8\pi} \frac{(MkT)^{\frac{1}{2}}}{pa^2} \quad (2.5.115)$$

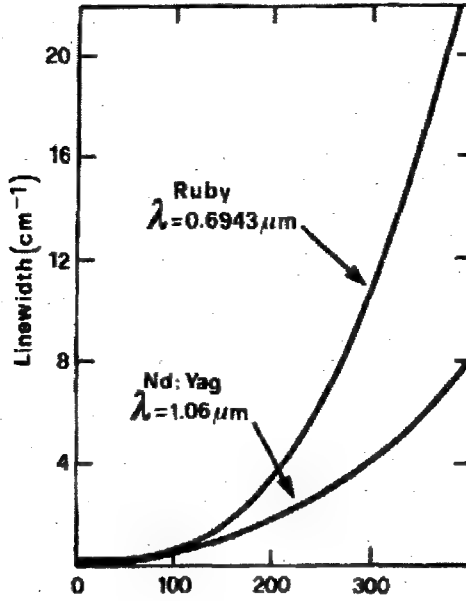
حيث  $a$  نصف قطر الذرة و  $p$  ضغط الغاز . و من أجل ذرات غاز النيون بدرجة حرارة الغرفة و ضغط يساوي  $p \cong 0,5 \text{ Torr}$  ( و هو الضغط النموذجي في ليزر غاز هليوم نيون ) و باستخدام المعادلة (2.5.115) و نصف القطر  $a = 0,1 \text{ nm}$  نحصل على  $\tau_c \cong 0,5 \mu s$  . فنجد من المعادلة ( 2.5.114 ) أن  $\Delta v_0 = 0.64 \text{ MHz}$  لاحظ :  $\tau_c$  يتناسب عكسا مع  $\Delta v_0$  و من هنا فإن  $\Delta v_0$  تتناسب طردا مع الضغط وبقاعدة تقريبية نستطيع القول ، أنه من أجل أية ذرة ، فالتصادم في غاز يساهم في توسيع الخط بمقدار  $\frac{\Delta v_0}{p} \cong 1 \text{ MHz/Torr}$  ، نقارن بذلك الذي يبينه مثال ذرات النيون . لاحظ أيضا أن ، خلال التصادم  $\tau_c$  فإن عدد الدورات للموجة الكهرمغناطيسية  $m = v\tau_c$  . من أجل موجة يقع طولها في منتصف المجال المرئي لدينا  $v = 5.10^{14} \text{ Hz}$  ، لذلك فعدد الدورات يكون  $5.10^8$  . هذا يؤكد الحقيقة أن شكل 2.9 ليس للقياس ، بما أن عدد الدورات في الزمن  $\tau_c$  هي أكبر بكثير مما يعرضه الشكل .

**مثال 2.3 :** عرض خطي الياقوت و نيوديموم ياغ Nd : YAG . و كمثال ثلثن على التوسيع التصادمي ، نعتبر شوائب شاردية في البلورات الأيونية . في هذه الحالة تحدث الاصطدامات مع شبكة الفونونات . و بما أن عدد الفونونات في شبكة اهتزاز هو تابع لشدة درجة حرارة الشبكة ، نتوقع انتقال عرض الخط لئين قوة الاعتماد

على درجة الحرارة . و كمثال تمثيلي ، يبين الشكل ( 2.11 ) المنحنى البياني لعرض الخط بالنسبة لدرجة الحرارة لكل من Nd : YAG

والياقوت، يعبر عن عرض الخط بالعدد الموجي  $k$  ( $\text{cm}^{-1}$ ) و هي كمية تستخدم بشكل واسع في المطيافية واستخدامها أفضل من استخدام التردد .

في الدرجة 300 k نرى أن عروض الانتقالات الليزرية من مرتبة  $\Delta\nu_0 \cong 11\text{cm}^{-1} \cong 330\text{GHz}$  Nd : YAG ، من أجل  $\Delta\nu_0 \cong 4\text{cm}^{-1} \cong 120\text{GHz}$  من أجل الياقوت .



شكل 2.11

تغير عرض الخط الليزري كنسبة لدرجة الحرارة في الياقوت وفي بلورة Nd : YAG

آلية توسيع خط متجانسة ثنائية أصلها من الإصدار التلقائي . بما أن هذا الإصدار هو متلازمة دائمة و لا يمكن تجنبها في أي انتقال ، فإن التوسيع الموافق يدعى

التوسيع الطبيعي أو التوسيع الذاتي . في حال التوسيع الطبيعي يكون الأسهل اعتبار السلوك في عبارات الطيف للإشعاعات الصادرة . لاحظ أنه كما أشرنا في الفقرة 2.3.2 ، الإصدار التلقائي هو ظاهرة كوانتية نقية ، أي أنه يمكن أن تكون مشروحة بشكل صحيح فقط بتكميم المادة و الإشعاع . لذلك يقتضي الوصف الصحيح لشكل الخط في الشعاع الصادر معالجة كمومية كهرمغناطيسية. لذلك نكتفي في تقدير النتيجة النهائية، والتي حصلنا عليها وتعتبر بسيطة جدا ويتم تبريرها بإبراهيم بسيطة وتبين النظرية الكوانتية الكهرمغناطيسية للإصدار التلقائي أنه يمكن التعبير عن الطيف  $g(\nu - \nu_0)$  بواسطة خط لورانسبي و الذي يمكن الحصول على شكله من المعادلة (2.5.113) بتبديل  $\tau_c \rightarrow 2\tau_{sp}$  حيث  $\tau_{sp}$  هو زمن انحلال الإصدار التلقائي لذلك و بشكل خاص، فإن عرض الخط ( FWHM ) يعطى بالعلاقة :

$$\Delta\nu_0 = \frac{1}{2\pi\tau_{sp}} \quad (2.5.116)$$

لبرهان هذه النتيجة نلاحظ أنه، باعتبار الطاقة الصادرة من الذرة تنحل وفقا للتابع الأسّي  $\exp(-t/\tau_{sp})$  ، فإن للحقل الكهربائي الموافق صيغة متناقصة وفقا للعلاقة  $E(t) = \exp(t/2\tau_{sp}) \cos\omega_0 t$  . و إن تناقص الشدة الصادرة [ التي تناسب طردا مع  $\langle E^2(t) \rangle$  ] ستبدي سلوكا مترابطا Coherent زمنيا، بشكل أسّي  $\exp(t/\tau_{sp})$  . نستطيع أن نحسب بسهولة الطاقة الطيفية الموافقة لمثل هذا الحقل  $E(t)$  ( و التحقق أن شكل الخط هو لورانسبي ويعطى عرضه بالعلاقة (2.5.116) . )

**مثال 2.4 :** العرض الطبيعي للانتقال المسموح : تعتبر مثالا نموذجيا هو إيجاد مرتبة القيمة المتوقعة من أجل  $\Delta\nu_{na}$  لانتقال مسموح لثنائي القطب الكهربائي. وبفرض  $ea = \nu$  حيث  $a \cong 0,1 \text{ nm}$  و  $\lambda = 500 \text{ nm}$  ( الضوء الأخضر ) ، وقد وجدنا في المثال 2.1 أن  $\tau_{sp} \cong 10 \text{ ns}$  ونحصل من المعادلة (2.5.116) على القيمة



القيمة  $\Delta v_{na} \cong 16 \text{ MHz}$  . لاحظ أن  $\Delta v_{nat}$  هي تماما مثل  $A = 1/\tau_{sp}$  ويتوقع ازديادها مع التردد  $\nu_0^3$  . لذلك فإن العرض الطبيعي للخط يزداد بسرعة كبيرة من أجل الانتقالات في مجال الأطوال الموجية الأقصر ( مجال فوق البنفسجي U.V أو الأشعة السينية X-ray ) .

## 2.5.2 التوسيع اللامتجانس Inhomogeneous Broadening :

نعتبر الآن بعض الآليات التي ينشأ توسعها من توزيع ترددات التجاوب الذرية (التوسيع اللامتجانس)

نعتبر كحالة أولى لهذا النوع من التوسيع اللامتجانس التوسيع الذي يتم بسبب الأيونات في الشبكات البلورية الأيونية أو الزجاجية . في حالة الأيونات ينتج الحقل الكهربائي من ذرات المادة المحيطة . بسبب اللاتجانسات المادية وفي أوساط الزجاج بشكل خاص ، تختلف هذه الحقول من أيون إلى آخر . طبقا لمفعول شتارك ، تنتج التغيرات المحلية في الحقل تغيرات في السويات الطاقة و بالتالي ترددات الانتقالات في الأيونات . (معادلة التوسيع اللامتجانس الناتج في هذه الحالة ) و من أجل تغيرات عشوائية في الحقل المحلي ، فإن توزيع ترددات الانتقالات الموافقة  $g^*(\nu_0 - \nu)$  تجتمع لكي تأخذ شكل تابع غوسي Gaussian ، أي بالمعادلة العامة (2.4.77) . يتوقف عرض الخط  $\Delta \nu_0^*$  ( FWHM ) على اتساع تغير ترددات الانتقال في المادة ولذلك على مقدار لاتجانسية الحقل عبر البلورة أو الزجاج .

مثال 2.5 : عرض خط ليزر النيوديميوم - زجاج Nd : glass .

كمثال نموذجي نعتبر حالة شوارد  $\text{Nd}^{+3}$  المشابة بسيليكات الزجاج . في هذه الحالة ونظرا لعدم التجانسات ، فإن عرض خط الانتقال الليزري من أجل طول

الموجة  $\lambda = 1.05 \mu_n$  هو  $\Delta v_0 \cong 4.5 THz$  أي أنه أعرض بأربعين مرة من العرض الذي لليزر Nd : YAG في درجة حرارة الغرفة العادية ( انظر المثال 2.3 ) . لاحظ أن تلك اللاتجانسات هي ظواهر لا يمكن تجنبها في حالة الزجاج.

نذكر هنا آلية توسيع لا متجانسة ثانية ، نموذجية في الغاز تأتي من حركة الذرات و تدعى توسيع دوبلر Doppler broadening . لنفرض أن موجة كهرومغناطيسية واردة و ترددها  $\nu$  و تنتشر في الاتجاه الموجب للمحور  $z$  و تكون  $v_z$  مركبة السرعة الذرية على طول هذا المحور . فوفقا لمفعول دوبلر ، فإن تردد هذه الموجة كما يرى من إطار ساكن بالنسبة للذرة هو :  $\nu' = \nu \left[ 1 - \frac{v_z}{c} \right]$  حيث  $c$  هي سرعة الضوء في الوسط . لاحظ النتيجة المعروفة عندما  $v_z > 0$  لدينا  $\nu' < \nu$  والعكس صحيح . و بالطبع يحدث الامتصاص من قبل الذرة فقط عندما يساوي التردد الظاهري  $\nu'$  للموجة الكهرومغناطيسية ، كما يرى من الذرة ، تردد الانتقال الذري  $\nu_0$  ، أي عندما  $\nu [1 - v_z / c] = \nu_0$  . إذا عبرنا عن هذه العلاقة بالمعادلة :

$$\nu = \frac{\nu_0}{\left[ 1 - \left( \frac{v_z}{c} \right) \right]} \quad (2.5.117)$$

نصل إلى تفسير آخر مختلف للعملية : و لا فرق أن يكون التفاعل بين الموجة الكهرومغناطيسية مع الذرة بعيدا ، فالنتيجة نفسها كما لو كانت الذرة غير متحركة لكنها عوضا عن ذلك لها تردد تجاوبي  $\nu'_0$  و يعطى بالعلاقة :

$$\nu'_0 = \frac{\nu_0}{\left[ 1 - \left( \frac{v_z}{c} \right) \right]} \quad (2.5.118)$$

حيث  $v_0$  هو التردد الحقيقي . وفي الواقع و حسب هذا التفسير ، يتوقع حدوث الامتصاص عندما يساوي التردد  $v$  للموجة الكهرومغناطيسية التردد  $v'_0$  ، أي عندما  $v = v'_0$  و بالاتفاق مع ما يمكن الحصول عليه من المعادلات (2.5.117) (2.5.118)، وعند الأخذ بهذه الطريقة ، نرى أن هذه الآلية في التوسيع تتبع في الواقع إلى الصنف اللامتجانس المعروف في بداية هذا الفصل .

ولحساب شكل الخط الموافق  $g^*(v'_0 - v_0)$  ، نتذكر أنه ، إذا فرضنا  $p_v dv_z$  يساوي احتمالية الذرة ذات الكتلة  $M$  في الغاز الذي درجة حرارته  $T$  لكي تقع مركبة سرعتها بين  $v_z$  و  $v_z + dv_z$  ، حيث  $p_v$  تعطى من توزيع ماكسويل بالعلاقة:

$$p_v = \left( \frac{M}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[ - \left( Mv_z^2 / 2kT \right) \right] \quad (2.5.119)$$

ونحصل من المعادلة (2.5.118) باعتبار أن  $|v_z| \ll c$  ،  $v'_0 = v_0 [1 + (v_z/c)]$  ، و بالتالي  $v_z = c(v'_0 - v_0)/v_0$  . و نحصل من المعادلة (2.5.119) على التوزيع المطلوب بعد التمييز أنه يجب أن يكون لدينا  $p_v dv_z = g^*(v'_0 - v_0) dv'_0$  . فنحصل على المعادلة التالية :

$$g^*(v'_0 - v_0) = \frac{1}{v_0} \left( \frac{Mc^2}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[ - \frac{Mc^2}{2kT} \frac{(v'_0 - v_0)^2}{v_0^2} \right] \quad (2.5.120)$$

لذلك نحصل مجددا على تابع غوسي الذي منه FWHM عرض الخط (خط دوبلر) يتفق بالمقارنة مع المعادلات (2.5.120) و (2.4.74) ، تعطى بالعلاقة:

$$\Delta v_0^* = 2v_0 \left( \frac{2kT \ln 2}{Mc^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.5.121)$$

ومن أجل الحالة اللامتجانسة بشكل صرف ، فإن شكل الخط يعطى بالعلاقة (2.4.77) ، حيث  $\Delta\nu_0^*$  يعبر عنها بالمعادلة (2.5.121) .

مثال 2.6 عرض خط دوبلر في ليزر الهيليوم — نيون He — Ne :

نعتبر خط النيون Ne على الطول الموجي  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  هو الخط الأحمر من ليزر هيليوم — نيون و نفرض أن درجة الحرارة  $T = 300 \text{ k}$  . و بالتالي من المعادلة (2.5.121) ، و باستخدام الكتلة المناسبة للنيون Ne ، نحصل على  $\Delta\nu_0^* \cong 1,7 \text{ GHz}$  وبمقارنة هذه القيمة مع تلك المحصول عليها من توسيع التصادم ، انظر المثال 2.2 والتوسيع الطبيعي انظر المثال 2.4 انتقال عزم ثنائي القطب الكهربائي المسموح ، يبين أن التوسيع بفعل دوبلر غالب على آلية توسيع الخط في هذه الحالة .

### 2.5.3 مجموع تأثيرات عمليات توسيع خط الطيف

#### Combined Effects of Line Broadening Mechanism

قبل أن نبدأ هذا الموضوع يكون من المفيد أن نلخص نتائج عمليات التوسيع التي تم الحصول عليها حتى الآن لقد لاحظنا أن  $g(\omega - \omega_0)$  يمكن إما أن يكون لها شكل لورنسي ، وفي هذه الحالة يمكن كتابتها بالصيغة :

$$g(\omega - \omega_0) = \frac{2}{\pi \Delta\omega_0} \frac{1}{I + \left( \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_0 / 2} \right)^2} \quad (2.5.122)$$

أو أن يكون لها شكل غوص ، وفي هذه الحالة يمكن أن تكتب بالصيغة :

$$g(\omega - \omega_0) = \frac{2}{\Delta\omega_0} \left( \frac{\ln 2}{\Delta\omega_0} \right)^{1/2} \exp \left[ - \left( \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_0 / 2} \right)^2 \ln 2 \right] \quad (2.5.123)$$

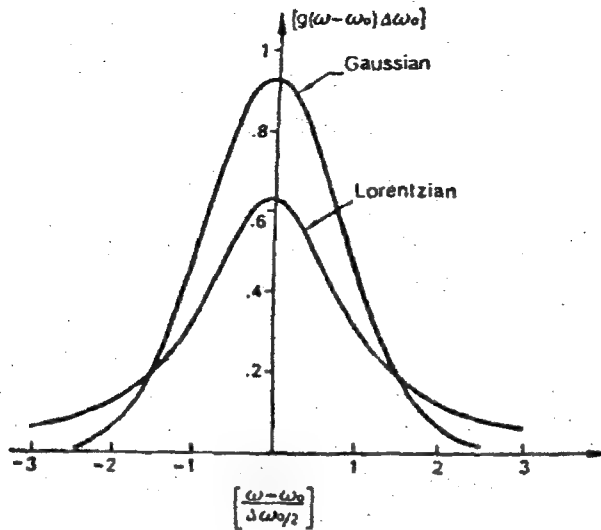
وفي كلتا المعادلتين (2.5.122) و (2.5.123) تمثل  $\Delta\omega_0$  العرض الكلي عند نصف القيمة العظمى . والصيغ الخاصة بها المتعلقة بالحالات المختلفة قد تم تحديدها سابقا . إن الشكل (2.12) يوضح منحنيات  $(g\Delta\omega_0)$  العديدة الواحدات كتابع للتغير النسبي للتردد  $2(\omega - \omega_0) / \Delta\omega_0$  للحالتين المذكورتين في أعلاه . لاحظ أن المنحني الغاوصي هو أكثر حدة من المنحني اللورانسبي . والحقيقة هي أن قيمة ذروة  $g(\omega - \omega_0)$  هي :

$$g(0) = \frac{2}{\pi\Delta\omega_0} = \frac{0.637}{\Delta\omega_0} \quad (2.5.124)$$

للمنحني اللورانسبي على حين أن :

$$g(0) = \frac{2}{\Delta\omega_0} \left( \frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} = \frac{0.939}{\Delta\omega_0} \quad (2.5.125)$$

للمنحني الغاوصي . وكذلك قد لاحظنا أنه بصورة عامة أن خط لورانسبي هو خط متجانس ، على حين أن خط غاوصي هو خط غير متجانس .



الشكل 2.12

موازنة بين خط لورانسبي وآخر غوصي . إذ إن الخطين مرسومين بحيث أن لهما نفس العرض عند نقاط نصف القدرة

دعنا ندرس الآن ماذا يحدث عندما يكون التوسيع الإجمالي بسبب أكثر من عملية توسيع واحدة من الوارد ذكرها في أعلاه . ويمكن الإثبات في حالة وجود آني عمليتي توسيع غير معتمد بعضهما على بعض (أي غير مرتبط بعضهما ببعض) أن شكل الخط الإجمالي يتحدد بتلاف Convolution العمليتين بعضهما ببعض على غرار المعادلة (2.4.79) ، يمكن البرهنة على أن تركيب خط لورانسى عرضه  $\Delta\omega_1$  مع خط آخر لورانسى  $\Delta\omega_2$  ، فإن الناتج هو أيضا خط لورانسى عرضه  $\Delta\omega = \Delta\omega_1 + \Delta\omega_2$  . على حين تركيب خط غاوصي عرضه  $\Delta\omega_1$  مع خط آخر غاوصي عرضه  $\Delta\omega_2$  فإن النتائج هو أيضا خط غاوصي عرضه  $\Delta\omega = (\Delta\omega_1^2 + \Delta\omega_2^2)^{1/2}$  وعلى ذلك من الممكن دائما تبسيط المسألة إلى تركيب خط لورانسى واحد مع غاوصي واحد وأن التكامل (الذي يعرف بتكامل فويت Voigt) نحصل عليه من الجداول الرياضية . إلا أنه في بعض الأحيان (كما في مسألة Ne المشروحة سابقا مثلا) أن إحدى العمليتين تكون هي المهيمنة : وفي هذه الحالة يمكن وصف الخط بأنه أما لورانسى أو غاوصي .

وكنماذج للتأثيرات المركبة للتوسيعات المتجانسة وغير المتجانسة فإن الشكل (2.12) يوضح سلوك عرض خط الليزر كتابع لدرجة الحرارة لبلورة الياقوت وبلورة Nd<sup>+3</sup>: YAG . أن الياقوت هو بلورة Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> مطعمة بأيونات Cr<sup>+3</sup> التي تأخذ مكان عدد من أيونات Al<sup>+3</sup> في النسق البلوري (أن نسبة Al<sup>+3</sup> المبدلة بأيونات Cr<sup>+3</sup> هي تقريبا 0.5 %). أما بلورة Nd<sup>+3</sup>: YAG فتتألف من عقيق YAG (صيغة مختزلة لعقيق ألومينات اليوتاريوم Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>) معالجة كيميائيا بأيونات Nd<sup>+3</sup> التي تحل محل عدد أيونات Y<sup>+3</sup> في النسق البلوري (إن نسبة أيونات Nd<sup>+3</sup> هي 1 %). إن الانتقال الليزري هو أحد انتقالات Cr<sup>+3</sup>

( $\lambda = 694.3\text{nm}$ ) في حالة الياقوت ، وأنه أحد انتقالات  $\text{Nd}^{+3}$  ( $\lambda = 1.06$ )  $\mu\text{m}$ ) في حالة ليزر  $\text{YAG} : \text{Nd}^{+3}$  . وفي كلا النوعين يكون عرض الخط الليزري بالأساس بسبب تصادمات الأيونات بفوتونات النسق وهذا يوضح الزيادة السريعة في عرض الخط بزيادة درجة الحرارة . إن عرض الخط المتبقي عندما يكون  $T \rightarrow 0$  (الذي يشاهد بصعوبة في الشكل 2.12 هو بسبب التوسيع غير المتجانس بفعل تجلنس المجال البلوري حول كل من أيونات  $\text{Cr}^{+3}$  أو  $\text{Nd}^{+3}$  .

## 2.6 الانحلال غير الإشعاعي *Nonradiative Decay* :

بالإضافة للانحلال الإشعاعي يمكن للذرة الانتقال من المستوى 2 إلى المستوى 1 من دون أن تشع موجات كهرومغناطيسية . في هذه الحالة سيذهب فرق الطاقة ( $E_2 - E_1$ ) إلى الجزيئات المحيطة على شكل طاقة حركية انتقالية أو دورانية أو اهتزازية أو تهيج إلكتروني . وفي حالة الغاز يمكن هذه الطاقة أيضا أن تتبدد بالتصادمات بجدران الوعاء الحاوي . وفي حالة غاز متأين يمكن للذرة المثيجة أن تعطي طاقتها عن طريق التصادم بالإلكترونات (ويدعى التصادم من النوع الثاني) . وعلى هذا فإنه في حالة الغاز أو السائل يمكن أن تحدث انتقالات غير إشعاعية نتيجة للتصادمات غير المرنة ولكن ليس هذا كل ما يمكن أن يحدث ، إذ إن الانحلال غير الإشعاعي يمكن أن يتم أيضا في الجزيئات المعزولة (عملية تتضمن جزيئة واحدة) . فمثلا لو كان المستويان 1 و 2 يعودان لنمطين اهتزازيين للجزيئة أو يمكن أن تستهلك في تفكيك الجزيئة (ويدعى تفكك سابق للإشعاع) . وفي حالة البلورات الأيونية يحدث انحلال غير إشعاعي عادة عن طريق استثارة أنماط اهتزازية في النسق البلوري وفي شبه الموصلات التي فيها إلكترونات في القطاع العلوي (قطاع التوصيل) والفجوات في القطاع السفلي (قطاع التكافؤ) ، فإن الانحلال غير الإشعاعي يحدث من خلال إعادة اتحاد

إلكترون مع فجوة في مصائد عميقة (وهذه تنتج بسبب خلع الذرة من مكانها أو بسبب الفراغات أو بسبب الشوائب) .

ومما تقدم يتضح أن العمليات غير الإشعاعية معقدة جدا . وعلى الرغم من ذلك يمكن دائما كتابة التغير في إسكان السوية العلوية بسبب الانحلال غير الإشعاعي بالصيغة العامة الآتية  $(dN_2 / dt)_{nr} = -N_2 / \tau_{nr}$  إذ إن  $\tau_{nr}$  هو ثابت زمني مميز ويدعى عمر الانحلال غير الإشعاعي . إن قيمة هذا الزمن تعتمد إلى حد كبير على نوع الذرة أو الجزيئة المدروسة وعلى طبيعة المادة المحيطة ونتيجة لحدوث الانحلالات الإشعاعية في آن واحد فإن التغير الزمني لإسكان المستوي العلوي  $N_2$  يأخذ الصيغة الآتية :

$$\frac{dN_2}{dt} = - \left( \frac{N_2}{\tau_{sp}} + \frac{N_2}{\tau_{nr}} \right) \quad (2.6.126)$$

وتوضح هذه المعادلة أنه بإمكاننا تعريف عمر إجمالي  $\tau$  بالصيغة الآتية :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{sp}} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (2.6.127)$$

وتدعى هذه الكمية عمر الحالة العليا 2 ، هي كمية يمكن قياسها بسهولة من ملاحظة التغير الزمني للضوء المشع تلقائيا ولهذا الغرض نفترض أنه عند اللحظة  $t = 0$  هناك  $N_2(0)$  من الذرات في السوية العليا وأن حجم المادة هو  $V$  . وفق المعادلة (2.6.126) نجد أن قدرة الإصدار التلقائي هو :

$$P(t) = \frac{N_2(t) \hbar \omega_0 V}{\tau_{sp}} \quad (2.6.128)$$

ونحصل على الإسكان  $N_2(t)$  عند اللحظة  $t$  من تكامل المعادلة (2.6.126) إذ نجد  $N_2(t) = N_2(0) \exp(-t/\tau)$  وعلى هذا فإن :



$$P(t) = \frac{N_2(0)\hbar\omega_0 V}{\tau_{sp}} \exp(-t/\tau) \quad (2.6.129)$$

لاحظ هنا أن شدة الإشعاع المنبعث تلقائيا يتناقص أسيا وبثابت زمني  $\tau$  بدلا من  $\tau_{sp}$ .

ومن المعتاد تعريف ناتج الفلورة الكمومي  $\phi$  على أنه نسبة عدد الفوتونات المصدرة إلى عدد الذرات الابتدائية في المستوي 2 . وباستخدام المعادلة (2.6.129) نحصل على :

$$\phi = \frac{\int \frac{P(t)}{\hbar\omega_0} dt}{N_2(0)V} = \frac{\tau}{\tau_{sp}} \quad (2.6.130)$$

وعليه يمكننا قياس ناتج الفلورة الكمومي  $\phi$  والعمر  $\tau$  أن نحصل على كل من  $\tau_{nr}$  و  $\tau_{sp}$

## 2.7 السويات المنطبقة أو الشديدة الاقتران : *Degenerate Or Strongly Coupled Levels*

درسنا حتى الآن أبسط الحالات التي فيها كل من السويتين 1 و 2 غير منحلّتين. دعنا نرى باختصار ماذا سيحدث عندما تكون السويات منطبقة وهي حالة كثيرا ما تحدث عمليا . إن هذا موضح في الشكل (2.13) إذ نفترض أن السوية 1 منحلة بعدد  $g_1$  من الحالات وأن السوية 2 منحلة بعدد  $g_2$  من الحالات . وسوف نعد  $N_1$  مجموع إسكان الحالات الدنيا و  $N_2$  مجموع إسكان الحالات العليا . وسوف نستخدم  $N_{1j}$  و  $N_{2j}$  ليشير إلى إسكان إحدى حالات السوية العلوية والسفلية ، على التوالي .

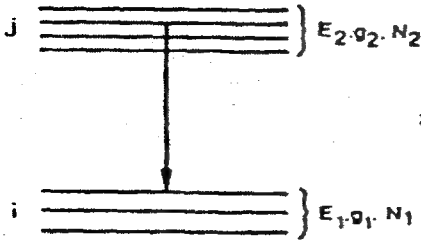
## 2.7.1 Degenerate Levels السويات المنطبقة

سنعتبر الحالة المنطبقة ، معتبرين الجملة في وضع التوازن الحراري . في هذه الحالة، يتبع إسكان كل سوية فرعية من السويات العليا أو الدنيا قانون توزع بولتزمان Boltzmann المعبر عنه بالمعادلة التالية :

$$N_{2j}^e = N_{ii}^e \exp[-(E_2 - E_1)/kT] \quad (2.7.131)$$

مع ذلك ، فإن الطبقات الفرعية 1 على سبيل المثال، هي ايضا في حالة التوازن الحراري ، وإسكاناتها جميعا يجب أن تساوي :

$$N_{ii}^e = \frac{N_1^e}{g_1} \quad (2.7.132a)$$



الشكل 2.13

جملة ذات سويتين حيث تضم كل منهما عدد من السويات الفرعية المنطبقة

وبشكل مشابه لدينا :

$$N_{2j}^e = \frac{N_2^e}{g_2} \quad (2.7.132b)$$

نحصل من المعادلتين (2.7.132) و (2.7.131) على المعادلة التالية :

$$N_2^e = N_1^e \left( \frac{g_2}{g_1} \right) \exp \left[ -\frac{(E_2 - E_1)}{KT} \right] \quad (2.7.133)$$

دعنا نرى الآن كيف تتعدل عبارات الانتقال للمقطع العرضي ، الربح ، ومعامل الامتصاص في حالة السويات المنطبقة ( المنقسمة ) . نعتبر لهذا الغرض أن

موجة كهرومغناطيسية تحتاز الوسط المادي وإسكانها الالكتروني  $N_1$  و  $N_2$  على السويتين ؛ نقوم بحساب معدل التغير على كل إسكان السوية  $N_2$  العلوية للانتقالات الإشعاعية وغير الإشعاعية بين السويات الفرعية  $j$  و  $i$  فنستطيع أن نعبر عن ذلك بالمعادلة :

$$\left( \frac{dN_2}{dt} \right) = - \sum_{i=1}^{g_1} \sum_{j=1}^{g_2} \left( W_{ji} N_{2j} - W_{ij} N_{1i} + \frac{N_{2j}}{\tau_{ji}} \right) \quad (2.7.134)$$

حيث  $W_{ji}$  هو معدل الانتقال المتحرض بين السويتين الفرعيتين  $j$  و  $i$  ،  $W_{ij}$  هو معدل الامتصاص ،  $1/\tau_{ji}$  هو معدل الانحلال التلقائي ، المشع وغير المشع بين نفس السويتين الفرعيتين . لاحظ أن  $W_{ji}$  و  $W_{ij}$  قد حصلنا عليهما من المعادلة (2.4.83) بتبديل عزم ثنائي القطب للسويتين الفرعيتين  $j$  و  $i$   $|\mu_{ji}|^2$  و  $|\mu_{ij}|^2$  لمربع العزم  $|\mu|^2$  . وبالمقابل يمكن الحصول على هذه العزوم من المعادلة (2.3.34) . هنا استخدمنا المعادلة (2.3.34) باستبدال السوية الفرعية  $i$ -th الاخفض  $u_1$  من تابع قيمة ذاتية  $u_i$  ، والسوية الأعلى من تابع

القيمة الذاتية  $u_2$  و السوية الفرعية  $u_j$  من سوياته الفرعية  $j$ -th ويتبع ذلك أن :

$$W_{ji} = W_{ij} \quad (2.7.135)$$

إذا سعت الحملة بسرعة لاستعادة التوازن الحراري بين السويات الفرعية وخلال كل سوية ، عندها فكل السويات الفرعية من الطبقة العليا يعاد إسكانها ثانية ونفس الوضع يحدث للسويات الفرعية في الطبقة الدنيا .

لذلك سيكون لدينا :

$$N_{2j} = \frac{N_2}{g_2} \quad (2.7.136a)$$

$$N_{1i} = \frac{N_1}{g_1} \quad (2.7.136b)$$

وبإبدال المعادلة (2.7.136) في المعادلة (2.7.134) نحصل على :

$$\frac{dN_2}{dt} = -W \left( \frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} \right) - \frac{N_2}{\tau} \quad (2.7.137)$$

وبالاستعانة بالمعادلة (2.7.135) نحصل على :

$$W = \sum_i^{g_1} \sum_j^{g_2} W_{ij} = \sum_i^{g_1} \sum_j^{g_2} W_{ji} \quad (2.7.138)$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\sum_i^{g_1} \sum_j^{g_2} (1/\tau_{ji})}{g_2} \quad (2.7.139)$$

نلاحظ من المعادلة (2.7.137) أن  $WN_2/g_2$  تمثل معدل التغير لكامل حالة الإسكان العليا العائدة لكل عمليات الإصدار المتحرض ؛ وبنفس الطريقة  $WN_1/g_1$  التغير في الإسكان العائد لعمليات الامتصاص . التغير في تدفق الفوتونات  $dF$  عندما يجتاز الشعاع مسافة  $dz$  في المادة انظر الشكل 1.2 وهذا يمكن كتابته كما يلي :

$$dF = W \left( \frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} \right) dz \quad (2.7.140)$$

نعرف الآن المقطع العرضي للإصدار المتحرض  $\sigma_{21}$  والمقطع العرضي للامتصاص  $\sigma_{12}$  كما يلي :

$$\sigma_{21} = \frac{W}{(g_2 F)} \quad (2.7.141a)$$

$$\sigma_{12} = \frac{W}{(g_1 F)} \quad (2.7.141b)$$

ونحصل منهما ببساطة على :

$$g_2 \sigma_{21} = g_1 \sigma_{12} \quad (2.7.142)$$

عندما يكون  $WN_2 / g_2 < WN_1 / g_1$  نستطيع أن نعرف وبلاستعانة بالمعادلات 2.7.140 و 2.7.141b الصيغة المعتادة  $dF = -\alpha F dz$  إذا عرفنا معامل الامتصاص  $\alpha$  كما يلي :

$$\alpha = \sigma_{12} [N_1 - N_2 (g_1 / g_2)] \quad (2.7.143)$$

وبشكل مشابه عندما تكون  $WN_1 / g_1 < WN_2 / g_2$  فإن المعادلة 2.7.140 وبلاستعانة بالمعادلة 2.7.141a نستطيع أن نضع الصيغة المعتادة  $dF = g F dz$  إذا عرفنا المعامل  $g$  كما يلي :

$$g = \sigma_{21} [N_2 - N_1 (g_2 / g_1)] \quad (2.7.144)$$

أصبحت الآن أسباب تعريف  $\sigma_{12}$  و  $\sigma_{21}$  بالمعادلتين 2.7.141a و 2.7.141b واضحة . ففي الواقع عندما تكون  $N_2 > N_1$  ( كما هو مطبق عادة في قياسات الامتصاص الخاصة بالانتقالات الضوئية ) والمعادلة 2.7.143 تختزل ببساطة إلى  $\alpha = \sigma_{12} N_1$  . وبشكل معاكس ، عندما  $N_2 < N_1$  ( كما هو في حالة ليزر السويات الأربع سويات ) فتختزل عندها المعادلة 2.7.144 ببساطة أيضا إلى  $g = \sigma_{21} N_2$  .

## 2.7.2 السويات الشديدة الاقتران

سوف نعتبر الآن الحالة التي تتكون فيها كل من الطبقة العليا 2 والطبقة السفلى 1 فعليا من  $g_1$  و  $g_2$  من السويات الفرعية ، بطاقات مختلفة و سرعة ارتقاء كبيرة بين هذه السويات الفرعية التابعة لكل طبقة (السويات المترابطة بقوة ) . وكل سوية فرعية لطبقة عليا أو دنيا تتألف من السويات الثانوية المنطبقة . في هذه الحالة تتوزع الحرارة بين هذه السويات الفرعية العليا منها والدنيا بشكل سريع ، لذلك يمكننا اعتبار أن إحصاء بولتزمان محقق دائما . وبدلا من المعادلة 2.7.136 نكتب المعادلة التالية :

$$N_{2j} = f_{2j} N_2 \quad (2.7.145a)$$

$$N_{1i} = f_{1i} N_1 \quad (2.7.145b)$$

حيث إن  $f_{1i}$  و  $f_{2j}$  هما أجزاء من الإسكان الكلي للطبقة 2 والطبقة 1 واللذان يوجدان في السويتين الفرعيتين  $j$  و  $i$  عند التوازن الحراري . ونحصل وفقا لإحصاء بولتزمان على المعادلة التالية :

$$f_{2j} = \frac{g_{2j} \exp[-(E_{2j} / KT)]}{\sum_1^{g_2} g_m \exp[-(E_{2m} / KT)]} \quad (2.7.146a)$$

$$f_{1i} = \frac{g_{1i} \exp[-(E_{1i} / KT)]}{\sum_1^{g_1} g_{1l} \exp[-(E_{1l} / KT)]} \quad (2.7.146b)$$

حيث  $E_{1i}$  و  $E_{2m}$  هي طاقات سويات فرعية في الطبقة العليا والطبقة الدنيا على التوالي ،  $g_{1l}$  و  $g_{2m}$  سوياتهم الثانوية المنطبقة .

لنفرض الآن أن الإصدار المتحرض يحصل بين سوية فرعية معطاة (ولنقل 1) من الطبقة 1 إلى سوية فرعية معطاة (ولنقل  $m$ ) من الطبقة 2. تبسط المعادلة 2.7.151 إلى :

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right) = -W_{ml}N_{2m} + W_{lm}N_{1l} - \sum_i^{g_1} \sum_j^{g_2} \left(\frac{N_{2j}}{\tau_{ji}}\right) \quad (2.7.147)$$

وبالاستعانة بالمعادلة 2.7.145 والمعادلة 2.7.147 نستطيع كتابة الصيغة التالية:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right) = -W_{ml}^e N_2 + W_{lm}^e N_1 - \frac{N_2}{\tau} \quad (2.7.148)$$

حيث أننا عرفنا المعدلات الفعلية للإصدار المتحرض  $W_{ml}^e$  ، الامتصاص المحرض  $W_{lm}^a$  والانحلال التلقائي  $(1/\tau)$  ، على الترتيب ، كما يلي :

$$W_{ml}^e = f_{2m} W_{ml} \quad (2.7.149a)$$

$$W_{lm}^a = f_{1l} W_{lm} \quad (2.7.149b)$$

$$\left(\frac{1}{\tau}\right) = \sum_i^{g_1} \sum_j^{g_2} \left(\frac{f_{2j}}{\tau_{ji}}\right) \quad (2.7.149c)$$

التغير في تدفق الفوتونات وفقا للمعادلة 2.7.148 عندما يجتاز الشعاع مسافة  $dz$  في المادة يعطى الآن بالمعادلة :

$$dF = (W_{ml}^e N_2 - W_{lm}^a N_1) dz \quad (2.7.150)$$

نستطيع أن نعرف الآن المقطع الفعلي للإصدار المتحرض  $\sigma_{ml}^e$  والمقطع الفعلي للامتصاص  $\sigma_{lm}^a$  كما يلي:

$$\sigma_{ml}^e = \frac{W_{ml}^e}{F} = f_{2m} \sigma_{ml} \quad (2.7.151a)$$

$$\sigma_{lm}^a = \frac{W_{lm}^a}{F} = f_{1l} \sigma_{lm} \quad (2.7.151b)$$

حيث استخدمنا المعادلة 2.7.149 وأن  $\sigma_{lm} = W_{lm} / F$  و  $\sigma_{ml} = W_{ml} / F$  تمثلان على التوالي ، المقطع العرضي الفعلي للامتصاص والإصدار المتعرض للانتقالات من  $l$  إلى  $m$  . لاحظ انه إذا كانت هذه السويات الفرعية  $l$  و  $m$  لا منطبقة أو أن لها نفس الانحلال فلدينا  $\sigma_{lm} = \sigma_{ml}$  ، لاحظ أيضا أنه وفقا للمعادلات

2.7.150 و 2.7.151 فإن معامل الامتصاص لتدفق الفوتونات المنتشرة يمكن كتابته على الشكل :

$$\alpha_{lm} = \sigma_{lm}^a N_1 - \sigma_{ml}^e N_2 \quad (2.7.152)$$

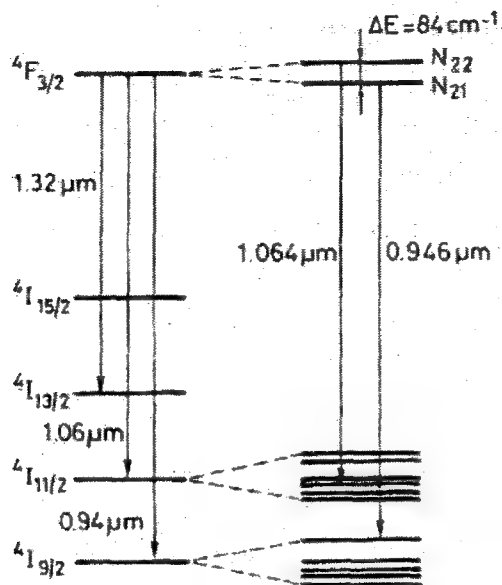
وهذا يبين أهمية وفائدة مفهوم المقطع العرضي : معامل الامتصاص ، أو معامل الربح عندما  $N_2 > N_1$  ، فنحصل عليهما ببساطة بعملية ضرب المقطع العرضي الفعلي بالإسكان الكلي للطبقات العليا والدنيا . وبشكل خاص ، لدينا في حالة التوازن الحراري  $N_2 \equiv 0$  و  $N_1 \equiv N_t$  ، حيث  $N_t$  الإسكان الكلي والمعادلة 2.7.152 تعطي :

$$\alpha_{lm} = \sigma_{lm}^a N_t \quad (2.7.153)$$

**مثال 2.7 :** يبين الشكل 2.14 مخطط السويات الطاقة في ليزر Nd:YAG . المقطع العرضي الفعلي للإصدار المتعرض على طول موجة  $10.64 \mu.m$  عند الانتقال الليزري في Nd:YAG . يحصل الفعل الليزري في الانتقال بين  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$  (  $\lambda = 10.64 \mu.m$  ) ، وهو الأكثر شيوعا ، وكذلك على  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$  (  $\lambda = 1.32 \mu.m$  ) و  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$  انتقالات (  $\lambda = 0.94 \mu.m$  ) . يحصل الانتقال  $10.64 \mu.m$  بين سوية فرعية ،  $m=2$  من السوية  $^4F_{3/2}$  إلى السوية الفرعية الأولى



$l=3$  من الطبقة  $^4I_{11/2}$  والانتقال  $(R_2 \rightarrow Y_3)$  . لنفرض أن  $f_{22} = N_{22} / N_2 = N_{22} / (N_{21} + N_{22})$  يمثل القسم من الإسكان الكلي الموجود في السوية الليزرية العليا ، حيث  $N_{21}$  و  $N_{22}$  إسكاني السويتين الفرعيتين من الحالة  $^4F_{3/2}$  و  $N_2$  تمثل الإسكان الكلي لهذه الحالة . وباعتبار أن كل من السويتين الفرعيتين تنحل بشكل مضاعف ، لذلك ووفقا للمعادلة 2.7.133 ، لدينا  $N_{22} = N_{21} \exp[-(\Delta E / kT)]$  ، حيث  $\Delta E$  الطاقة الفاصلة بين سويتين فرعيتين . لذلك نحصل من عبارة  $N_{22}$  السابقة على  $f_{22} = 1/[1 + \exp(\Delta E / kT)]$  . ومن أجل  $\Delta E = 84 \text{ cm}^{-1}$  و  $kT = 208 \text{ cm}^{-1}$  (  $T=300\text{K}$  ) ، نحصل على قيمة  $f_{22} = 0.4$  . أعطت القياسات الطيفية على الانتقال  $R_2 \rightarrow Y_3$  ، قيمة عظمى للمقطع العرضي  $\sigma_{23} = 6.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$  . المقطع الفعلي للانتقال  $R_2 \rightarrow Y_3$  فهو  $\sigma_{23}^e$  الذي نحصل عليه من المعادلة 2.7.151a كما يلي :  $\sigma_{23}^e = f_{22} \sigma_{23} \cong 2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$  .



الشكل 2.14

السويات الطاقة للطول الموجي  $\lambda = 10.64 \mu\text{m}$  في الانتقال الليزري Nd:YAG

## 2.8 الإشباع : Saturation

هدفنا في هذا البند دراسة سلوك الانتقال (تردده  $\omega_0$ ) في وسط له مستويين وبوجود موجة كهرومغناطيسية أحادية الطول الموجي قوية شدتها  $I$  وترددها  $\omega \equiv \omega_0$ . إن فعل هذه الموجة بصورة عامة هو محاولة مساواة الاسكانين  $N_1$  و  $N_2$  للسويتين والحقيقة أنه لو كانت  $N_1$  في البداية أكبر من  $N_2$  فإن عملية الامتصاص  $WN_1$  ستطغى على عملية الإصدار المتحرض  $WN_2$ . أي أن هناك عددا أكبر من الذرات التي تعاني الانتقال  $1 \rightarrow 2$  من عدد الذرات التي تعاني الانتقال  $2 \rightarrow 1$ . وعند قيمة عالية كافية لـ  $I$  فإن الإسكانين سيميلان للتساوي. إن هذه الظاهرة تدعى : الإشباع.

### 2.8.1 إشباع الامتصاص : خط متجانس : Saturation of Absorption Homogen Line

ندرس أولا الانتقال الامتصاصي ( $N_1 > N_2$ ) ونفترض أن الخط له توسع متجانس. وبالأخذ بعين الاعتبار الإصدار التلقائي والإصدار المتحرض بفعل الموجة الساقطة (لاحظ الشكل 2.15) يمكننا كتابة المعادلتين لإسكان السويتين  $N_1$  و  $N_2$  بما يأتي :

$$N_1 + N_2 = N_t \quad (2.8.154a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -W(N_2 - N_1) - \frac{N_2}{\tau} \quad (2.8.154b)$$

يمثل  $N_t$  في المعادلة (2.8.154a) الإسكان الكلي للمادة. ولو كتبنا :

$$\Delta N = N_1 - N_2 \quad (2.8.155)$$

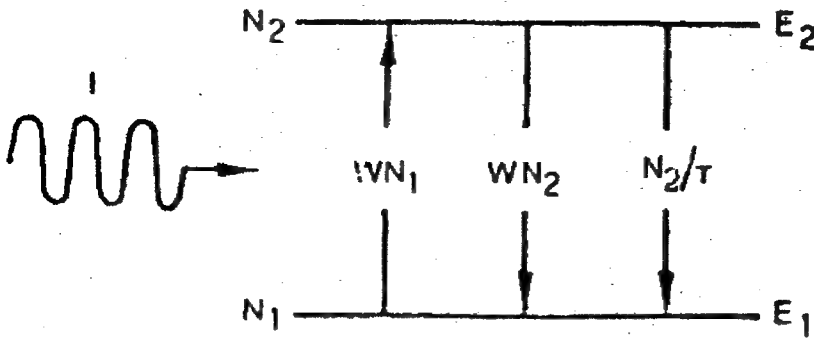
لأمكن تبسيط المعادلتين (2.8.155) في معادلة تفاضلية واحدة :

$$\Delta \dot{N} = -N \left( \frac{1}{\tau} + 2W \right) + \frac{1}{\tau} N_i \quad (2.8.156)$$

وفي الحالة المستقرة حيث  $\Delta \dot{N} = 0$  نحصل على :

$$\Delta N = \frac{N_i}{1 + 2W\tau} \quad (2.8.157)$$

وعلى هذا فإن فرق الإسكان  $\Delta N$  بين المستويين يعتمد على  $\tau$  و  $W$  ، أي على عمر انحلال السوية العلوية (الذي يميز المادة) وعلى شدة الإشعاع الساقط  $I$  وعندما يزداد  $I$  تزداد  $W$  ويقل فرق الإسكان  $\Delta N$  .



الشكل 2.15

جملة من مستويين تتفاعل موجة كهرومغناطيسية شديدة

وعندما يكون  $W\tau \gg 1$  نحصل على  $\Delta N \approx 0$  ، أي أن  $N_1 \approx N_2 \approx N_i / 2$  وعلى ذلك يميل الإسكانان إلى التساوي .

ولكي نحافظ على فرق الإسكان  $\Delta N$  معين فإن على المادة امتصاص من الإشعاع الساقط قدرة لوحدة الحجم :  $(dP / dV)$  تتحدد بالكمية :

$$\frac{dP}{dV} = (\hbar\omega)W\Delta N = (\hbar\omega)\frac{N_t W}{1 + 2W\tau} \quad (2.8.158)$$

وهذه الكمية تساوي عند الإشباع (أي عندما تكون  $W\tau \gg 1$ ) القيمة :

$$\left(\frac{dP}{dV}\right)_s = \frac{(\hbar\omega)N_t}{2\tau} \quad (2.8.159)$$

وتوضح المعادلة (2.8.159) أن القدرة ( $dP/dV$ ) التي يجب امتصاصها من قبل النظام ليبقى في حالة الإشباع يساوي (كما هو متوقع) القدرة المفقودة من قبل المادة بسبب انحلال سويتها العلوية .

ومن المفيد في بعض الأحيان إعادة كتابة المعادلتين (2.8.157) و (2.8.158) بصيغة أخرى مناسبة . ولهذا الهدف نلاحظ أولاً في ضوء المعادلة (2.4.70) أنه يمكن كتابة  $W$  بالصيغة الآتية :

$$W = \sigma I / \hbar\omega \quad (2.8.160)$$

إذ أن  $\sigma$  المقطع العرضي للامتصاص . ويمكن الآن صياغة المعادلتين (2.8.157) و (2.8.158) وبالاستناد على المعادلة (2.8.160) على النحو الآتي :

$$\frac{\Delta N}{N_t} = \frac{1}{1 + (I/I_s)} \quad (2.8.161)$$

$$\frac{dP/dV}{(dP/dV)_s} = \frac{I/I_s}{1 + I/I_s} \quad (2.8.162)$$

إذ إن :

$$I_s = \frac{\hbar\omega}{2\sigma\tau} \quad (2.8.163)$$

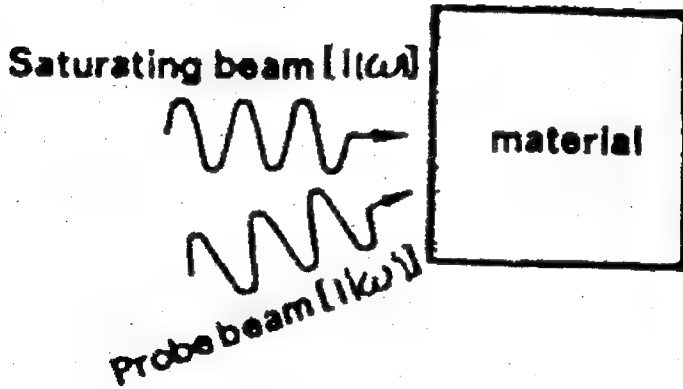
وهي كمية تعتمد على المادة المدروسة وعلى تردد الموجة الساقطة . أما معناها الفيزيائي فواضح من المعادلة (2.8.161) . والحقيقة هي أنه عندما يكون  $I = I_s$  نحصل على  $\Delta N = N_t / 2$  . وعندما يكون  $\omega = \omega_0$  فإن الكمية  $I_s$  تعتمد فقط على متغيرات وتدعى شدة الإشباع .

دعنا ندرس كيف يتغير شكل خط الامتصاص مع زيادة  $I$  للحزمة المشبعة . ولهذا الهدف ندرس الحالة التجريبية المثالية الموضحة في الشكل (2.16) حيث قياس الامتصاص يتم بواسطة حزمة فحص ترددها  $\omega'$  متغير وشدها  $I'$  صغيرة جدا كي لا تسبب اضطرابا محسوما للمنظومة . ومن الناحية العملية يجب أن تكون الحزمة المستخدمة متوازية لدرجة كبيرة وذلك للتأكد من أن الحزمة الفاحصة تتفاعل مع المنطقة المشبعة فقط . تحت هذه الظروف سيتحدد معامل الامتصاص المشاهد من قبل الحزمة الفاحصة بالمعادلة (2.8.161) ومن ثم نحصل على :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + (I/I_s)} \quad (2.8.164)$$

ذلك أن  $\alpha_0 = g(\omega' - \omega_0)$  هو معامل الامتصاص عندما تكون الموجة المشبعة ذات التردد  $\omega$  غير موجودة ، أي  $I = 0$  . وهذه الكمومية تساوي :

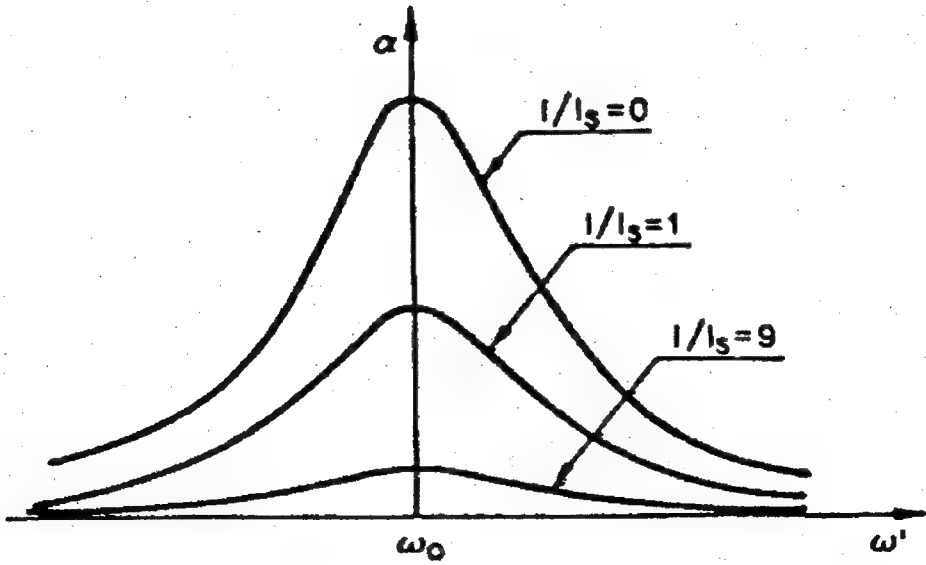
$$\alpha_0 = \frac{\pi}{3n\epsilon_0 c_0 \hbar} |\mu|^2 \omega' N_t g(\omega' - \omega_0) \quad (2.8.165)$$



الشكل 2.16

قياس معامل الامتصاص أو معامل الربح عند تردد  $V'$  بواسطة شعاع ستر شدته  $I'(V')$  بوجود شعاع مشبع  $I(V)$  شدته  $I$  وتردده  $V$

وتوضح المعادلتان (2.8.164) و (2.8.165) أنه عند زيادة شدة الحزمة المشبعة يقل معامل الامتصاص إلا أن شكله يبقى من دون أن يتغير وذلك لأنه دائماً يصف تابع  $g(\omega' - \omega_0)$ . الشكل (2.17) يبين ثلاثة رسوم لمعامل الامتصاص  $\alpha$  تابع لـ  $\omega'$  لقيم ثلاث مختلفة لـ  $(I / I_s)$ .



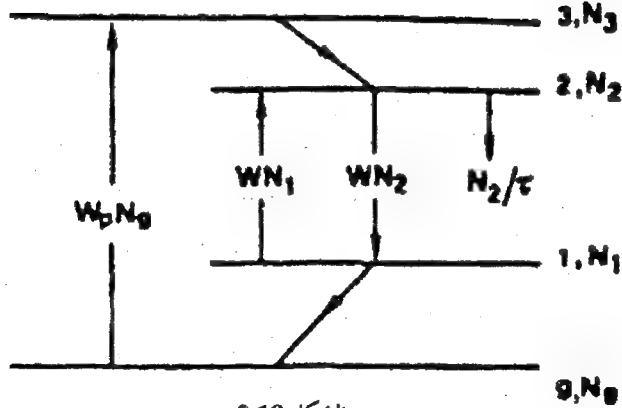
الشكل 2.17

سلوك إشباع معامل الامتصاص  $\alpha$  بالنسبة للتردد  $\omega'$  من أجل عدة قيم متزايدة للشدة  $I$  لشعاع مشبع (خط متجانس) .

## 2.8.2 إشباع الربح : خط متجانس Gain Saturation : Homogeneous Line

ندرس الآن الحالة حيث يظهر الانتقال  $1 \rightarrow 2$  صافي ربح بدلا من صافي امتصاص . نفترض أن الوسط يتصرف كنظام من أربعة سويات (لاحظ الشكل 2.18) وأن انقلاب الإسكان بين السويتين 1 و 2 يحدث بفعل عملية ضخ مناسبة وسوف نفترض كذلك أن الانتقالين  $2 \rightarrow 3$  و  $3 \rightarrow 1$  يحدثان بسرعة كبيرة بحيث يمكننا اعتبار  $N_3 \cong N_1 \cong 0$  وفي ضوء هذه الافتراضات المبسطة يمكننا أن نكتب المعادلة الآتية لمعدل تغير المعدل إسكان السوية 2 بالصورة الآتية :

$$\frac{dN_2}{dt} = W_p(N_t - N_2) - WN_2 - \frac{N_2}{\tau} \quad (2.8.166)$$



الشكل 2.18

إشباع الربيع في ليزر من أربع مستويات

إذ إن معدل الضخ  $W_p$  وأن الإسكان الكلي  $N_t$  وفي الحالة المستقرة (أي عندما  $dN_2/dt = 0$ ) نحصل من المعادلة (2.8.166) على :

$$N_2 = \frac{W_p N_t \tau}{1 + W\tau} \quad (2.8.167)$$

وفي اشتقاق المعادلة (2.8.167) قد افترضنا أن  $W_p\tau$  وهو شرط يتحقق عادة في المواد الليزرية . وفي ضوء المعادلة (2.8.160) يمكن إعادة كتابة المعادلة (2.8.167) بالصيغة :

$$N_2 = \frac{N_{20}}{1 + (I/I_s)} \quad (2.8.168)$$

إذ إن  $N_{20} = W_p N_t \tau$  يمثل إسكان السوية 2 في حالة عدم وجود الحزمة المشبعة (أي  $I = 0$ ) وأن :



$$I_s = \frac{\hbar \omega}{\sigma \tau} \quad (2.8.169)$$

وبموازنة المعادلتين (2.8.169) و (2.8.163) نلاحظ أنه لقيم معينة لـ  $\hbar \omega$  و  $\sigma \tau$  يكون التعبير الرياضي لشدة الإشعاع  $I_s$  في حالة نظام من أربعة سويات بضعف ما هو عليه لنظام السويتين للشكل (2.14) .

إن الحزمة الفاحصة ذات التردد  $\omega'$  في التجربة المبينة في الشكل (2.16) تقيس لنا الربح بدلا من الامتصاص . وفي ضوء المعادلتين (2.4.88a) و (2.8.168) يأخذ معامل الربح الصيغة :

$$g = \frac{g_0}{1 + (I/I_s)} \quad (2.8.170)$$

إذ إن  $g_0 = \sigma \cdot N_{20}$  هو معامل الربح عند عدم وجود الحزمة المشبعة (ويدعى معامل الربح غير المشبع) . ونحصل من المعادلة (2.4.71) على الصيغة الآتية لـ  $g_0$  :

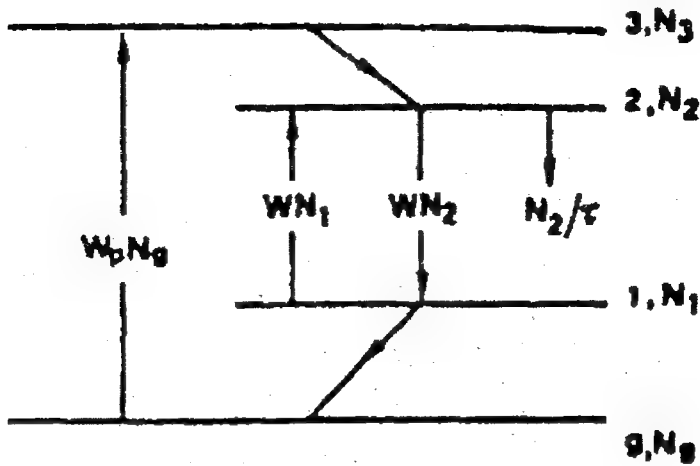
$$g_0 = \frac{\pi}{3n\epsilon_0 c_0 \hbar} |\mu|^2 \omega' N_{20} g(\omega' - \omega_0) \quad (2.8.171)$$

فنلاحظ من المعادلتين (2.8.170) و (2.8.171) أنه كما في حالة الامتصاص الذي درسناه في البند السابق ، يقل زيادة I الربح g ولكن شكل الخط يبقى من تغير.

### 2.8.3 خط متوسع بصورة لا متجانسة Inhomogeneously Broadened Line

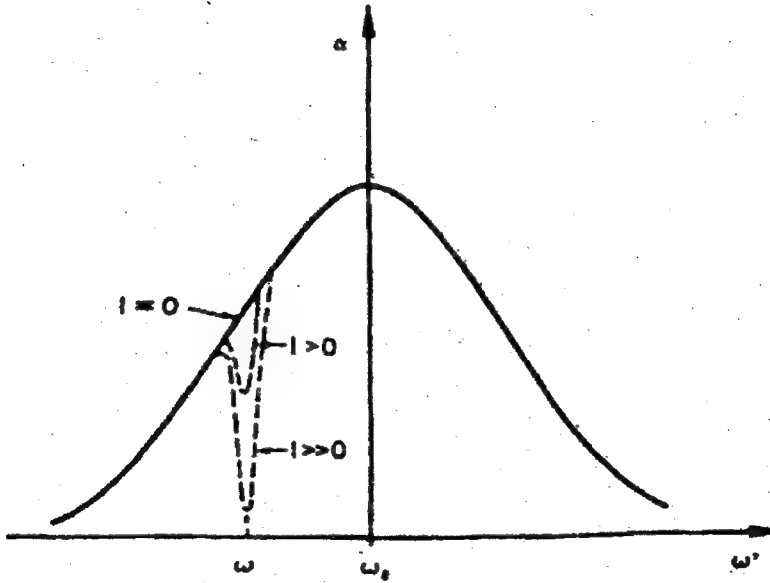
عندما يتوسع الخط بصورة غير متجانسة فإن ظاهرة الإشعاع تصبح أكثر تعقيدا وعليه سوف نحصر دراستنا هنا بوصف المسألة من الناحية النوعية فقط (لاحظ المسألتين 2.5 و 2.6 للزيادة بالتفصيل) . ويهدف شمولية الدراسة سوف نفترض أن الخط متوسع بعلميتين متجانسة وغير متجانسة ، لذلك فإن شكله يتحدد بالمعادلة

(2.4.79) . إن الشكل الإجمالي للخط  $g_i(\omega - \omega_0)$  يحصل عليه من تركيب التوسيعات المتجانسة  $g(\Delta\omega)$  للذرات المختلفة . وعليه نجد في حالة الامتصاص أنه يمكن تصور معامل الامتصاص كما في الشكل (2.19) . وعلى هذا الأساس وفي التجربة الموضحة في الشكل (2.16) تتفاعل الشدة  $I(\omega)$  فقط مع تلك الذرات التي لها تردد تجاوب في جوار  $\omega$  ، وإن تلك الذرات فقط سوف تظهر إشباعا عندما يصبح  $I(\omega)$  كبيرا بما فيه الكفاية . وعلى هذا فإن الشكل الجديد لخط الامتصاص ولقيم مختلفة لـ  $I(\omega)$  سوف يظهر كما في الشكل (2.19) . ففي هذا الشكل ، بزيادة  $I(\omega)$  سينتج منخفضا متزايدا العمق في خط الامتصاص عند تردد  $\omega$  . إن عرض هذا المنخفض يساوي تقريبا عرض كل من خطوط الامتصاص المؤشرة بالخط المتقطع في الشكل (2.20) أي عرض الخط المتجانس . ويمكننا استخدام نفس التحليل



الشكل 2.19

شكل خط الانتقال متوسع بعمليتين متجانسة وغير متجانسة



الشكل 2.20

سلوك الإشعاع لخط متوسع بصورة غير متجانسة . إن رسم  
معامل الامتصاص كنابع للتردد يظهر انخفاضات بأعماق متزايدة بزيادة الشدة  $I(\omega)$

في حالة انتقال له ربح إجمالي بدلا من امتصاص . إن أثر الحزمة المشبعة في هذه  
الحالة هو تكوين انخفاضات في شكل الربح بدلا من شكل الامتصاص .

## 2.9 العلاقة بين المقطع العرضي وعمر الإصدار التلقائي :

### Relation Between Cross Section and Spontaneous Radiative Lifetime

لاحظ من المعادلتين (2.4.70) و (2.4.98) أن كلا من المقطع العرضي ومعامل  
اينشتاين  $A$  يتناسب مع  $|\mu|^2$  وعليه يمكن الحصول لأي انتقال على صيغة بسيطة تربط  
 $\sigma$  مع  $\tau_{sp} = 1/A$  ، غير معتمدة على ثنائي القطب  $|\mu|$  . من المعادلتين (2.4.70)  
و (2.4.98) نجد :

$$\sigma = \left( \frac{\lambda}{2} \right)^2 \frac{g_r(\Delta\omega)}{\tau_{sp}} \quad (2.9.172)$$

إذ إن  $\lambda = 2\pi c_0 / n\omega_0$  الطول الموجي (في الوسط) للموجة الكهرمغناطيسية التي ترددها يعود لمركز الخط . ويمكن استخدام المعادلة (2.9.172) إما لحساب  $\sigma$  إذا كان  $\tau_{sp}$  إذا كان  $\sigma$  معروفا .

دعنا نفترض أولا أنه لا يمكن قياس  $\sigma$  بسهولة . وهذا ما يحدث مثلا إذا كان السوية 1 ليس الحالة الأرضية وأن طاقته فوق الحالة الأرضية أكبر بكثير من  $kT$  ففي هذه الحالة نجد السوية 1 عند التوازن الحراري ، يكون فعليا فارغا والامتصاص العائد للانتقال  $2 \rightarrow 1$  ضعيفا جدا ولا يمكن قياسه مخبريا . ولكي نحسب  $\sigma$  من المعادلة (2.9.172) نحتاج إلى معرفة كلا من  $\tau_{sp}$  و  $g_r(\Delta\omega)$  يمكن الحصول على عمر الإصدار التلقائي  $\tau_{sp}$  من المعادلة (2.5.131) إذ قسنا العمر الإشعاعي  $\tau$  (راجع المعادلة 2.5.132) وناتج الفلورة الكمومي  $\phi$  ويمكن الحصول على  $g_r(\Delta\omega)$  من قياس شكل الخط  $S(\Delta\omega)$  في عملية الإصدار . إذ إن  $g_r(\Delta\omega) = S(\Delta\omega) / \int_{-\infty}^{+\infty} S(\Delta\omega) d\omega$  .

وندرس الآن الحالة التي فيها يمكن قياس  $\sigma$  (وهو الحال إذا كان السوية 1 السوية الأرضية) .

ولكي نحسب  $\tau_{sp}$  من المعادلة (2.9.172) نضرب طرفي المعادلة بـ  $d\omega$  وتكامل . وبما أن  $\int g_r(\Delta\omega) d\omega = 1$  ، فيكون لدينا :

$$\tau_{sp} = \left( \frac{\lambda}{2} \right)^2 \frac{1}{\int \sigma d\omega} \quad (2.9.173)$$

وعلى هذا نجد أن عمر الإصدار التلقائي يتحدد بصورة بسيطة بتكامل المقطع العرضي للانتقال . إن المعادلة (2.9.173) مفيدة بصورة خاصة إذا كان عمر الحالة العليا  $\tau$  قصيرا جدا (أي بحدود البيكوثانية) ، بحيث لا يمكن قياسها ومن ثم لا يمكن قياس  $\tau_{sp}$  بصورة مباشرة .

## مسائل

2.1 احسب عدد أنماط الاهتزاز التي تقع ضمن شريط طيفي عرضه  $\Delta\lambda = 10\text{nm}$  ومتمركز حول طول موجي  $\lambda = 600\text{nm}$  في حجرة حجمها  $V = 1\text{cm}^3$ .

2.2 نستطيع أن نعرف كثافة الطاقة الطيفية  $\rho_\lambda$  بدلا من  $\rho_\nu$  وحيث أن  $\rho_\lambda$  في المجال  $\rho_\lambda d\lambda$  تعطي كثافة الطاقة للموجات الكهرمغناطيسية e.m ذوات الأطوال الواقعة بين  $\lambda$  و  $d\lambda$ . فأوجد العلاقة بين  $\rho_\nu$  و  $\rho_\lambda$ .

2.3 أوجد القيمة العظمى لكثافة الطاقة الطيفية  $\rho_\lambda$  بالنسبة لطول الموجة  $\lambda$  لإشعاع الجسم الأسود. بين بهذه الطريقة من أجل طول الموجة  $\lambda_M$  متى ومن أجل أي قيمة عظمى تتحقق العلاقة  $\lambda_M T = hv / ky$

( قانون فين ) ، حيث إن المقدار  $y$  يحقق المعادلة  $y = 5[1 - \exp(-y)]$  أوجد من هذه المعادلة قيمة تقريبية للمقدار  $y$ .

2.4 الطول الموجي  $\lambda_M$  الذي يبلغ التوزيع في الشكل 2.3 قيمته العظمى يحقق العلاقة  $\lambda_M T = 2.9 \times 10^{-3} \text{ m} \times K$  ( قانون فين ) . احسب  $\lambda_M$  من أجل درجة حرارة 600K . وما هو اللون الموافق لهذا الطول الموجي .

2.5 إن للانتقال الليزري  $R_1$  في الباقوت شكل مقارب لورنسي وله عرض  $330\text{GHz}$  FWHM في درجة حرارة الغرفة انظر شكل 2.10 . وقمة انتقال المقطع العرضي المقاسة  $\sigma = 2.5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$  . احسب فترة حياة الإشعاع الصادر (إذا

علمت أن قرينة انكسار الوسط ( 1.76 ) . ولطالما أن فترة مراقبة درجة حرارة الغرفة هي 3m.s ، فما هي الحاصلة الكوانتية للفلورة ؟

2.6 إن Nd:YAG هو وسط ليزري نموذجي فعال ، وهو عبارة عن بلورة من  $Y_3Al_5O_{12}$  (العقيق الأحمر لإيتيريوم الومينيوم ، YAG ) استبدل فيه جزء من  $Y^{+3}$  بأيونات النيوديوم  $Nd^{3+}$  . التركيز النموذجي لأيونات النيوديوم المستعمل هو 1% ، أي أن 1% من أيونات  $Y^{+3}$  قد حل محلها  $Nd^{3+}$  . كثافة YAG هي

$4.56\text{g/cm}^3$  . احسب تركيز أيونات YAG في السوية الأرضية من ( $^4I_{9/2}$ ) تنقسم هذه السوية عمليا إلى خمس سويات ( مضاعفة بالانحلال ) انظر شكل 2.15 يفصل الأربعة سويات العليا عن الأخفض 134، 197، 311 و  $848\text{cm}^{-1}$ ، على التوالي . احسب تركيز أيونات  $Nd^{3+}$  في السوية الأخفض من الطبقة  $^4I_{9/2}$  .

2.7 يسود على الانتقال الليزري  $\lambda = 1.15\mu\text{m}$  في النيون توسيع دوبلر من أجل قيمة  $\Delta\nu_0 = 9 \times 10^8 \text{ Hz}$  . تبلغ مدة حياة الطبقة العليا  $10^{-7} \text{ s}$  . احسب قمة ( peak ) المقطع العرضي معتبرا أن مدة حياة الانتقال الليزري يساوي مدة حياة الطبقة العليا .

2.8 احسب العرض الكلي للتوسع المتجانس على الانتقال الليزري 633 - nm للنيون إذا علمت أن  $\Delta\nu_{nat} = 20\text{Mz}$  و  $\Delta\nu_c = 0.64\text{Mz}$  . ماهو الشكل العام للنخط؟

2.9 أوجد العلاقة بين الشدة  $I$  وكثافة الطاقة الموافقة  $\rho$  من أجل موجة مستوية .

2.10 أحسب عرض الخط بفعل تأثير دوبلر لجزيئة  $CO_2$  عند الطول الموجي

$$\lambda = 10.6 \mu m \quad (T=400K) .$$

إذا كان التوسيع التصادمي لليزر  $CO_2$  حوالي  $6.5 MHz / Torr$  ، احسب

ضغط  $CO_2$  الذي تسهم عنده العمليتان بنفس القيمة في تحديد عرض الخط .



## الفصل الثالث

### عمليات الضخ

#### 3.1 المقدمة

#### 3.2 الضخ الضوئي

#### 3.3 الضخ الكهربائي

#### مسائل

## عمليات الضخ Pumping Processes

### 3.1 المقدمة Introduction :

عبرنا في الفصل الأول عن العمليات التي فيها ترفع الذرات من السوية 1 و إلى السوية 3 (في حالة ليزر ذي ثلاث سويات ، الشكل 1.4a) ، أو من السوية 0 إلى السوية 3 (في حالة ليزر ذي أربع سويات ، الشكل 1.4b) بعمليات الضخ . وعادة تتم هذه العمليات بإحدى الطريقتين التاليتين :

إما ضوئياً أو كهربائياً . ففي الضخ الضوئي ، الضوء الصادر من مصدر قوي يتم امتصاصه من قبل المادة الفعالة وبذلك تنتقل الذرات إلى سوية أعلى . إن هذه الطريقة مناسبة بصورة خاصة في ليزرات الحالة الصلبة (مثلاً ، ليزر الياقوت أو النيوديميوم) أو الليزرات السائلة (مثلاً ، ليزرات الصبغة) . إن عمليات التوسيع للخط في المواد الصلبة والسائلة تؤدي إلى توسيعات ملحوظة ، بحيث نتكلم عادة عن حزم الضخ بدلاً من سويات ضخ . وبإمكان هذه الحزم امتصاص نسبة ملحوظة من الضوء (عادة حزمة واسعة) المنبعث من مصباح الضخ . أما الضخ الكهربائي فيتم عن طريق تفريغ كهربائي شديد لحد الكفاية ، وهو مناسب بصورة خاصة لليزرات الغازية وشبه الموصلية . ولا يمكن استخدام الضخ الضوئي في الليزرات الغازية بسبب صغر عرض خطوط امتصاصها . ومن ناحية ثانية يمكن استخدام الضخ الضوئي وبصورة فعالة في ليزرات شبه الموصلات ، إلا أن الضخ الضوئي يكون هنا أكثر ملائمة . إن

عمليتي الضخ المنوه عنهما أعلاه ليستا العمليتين المتوفرتين الوحيدتين لضخ الليزرزات فهناك مثلاً ، ضخ عن طريق التفاعلات الكيميائية (الضخ الكيميائي)، والضخ عن طريق تمدد الغاز بسرعة فوق الصوتية (ضخ الديناميك الغازي) . ويجب كذلك الإشارة إلى أن هناك توجهاً متزايداً . لاستخدام الليزرزات في الضخ الضوئي لليزرزات أخرى مثل الليزرزات الصلبة أو ليزررات الصبغة أو الليزرزات الغازية .

إذا كانت سوية الضخ (أو حزم الضخ) فارغة فإن معدل إشغال السوية العلوية بعملية الضخ  $(dN_2 / dt)_p$  يتحدد بالمعادلة (1.10) ، إذ إنه في هذه المعادلة  $W_p$  تمثل معدل الضخ . إن الهدف من هذا الفصل هو اعطاء الصيغة المحددة للكمية  $W_p$  في حالتي الضخ الضوئي والضخ الكهربائي .

### 3.2 الضخ الضوئي *Optical Pumping* :

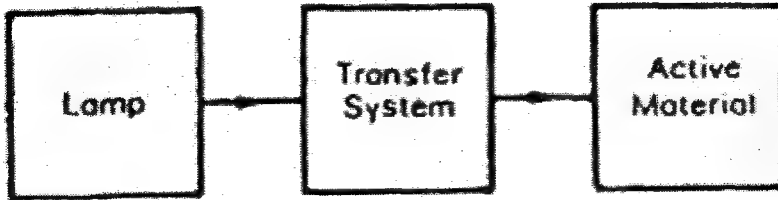
يوضح الشكل (3.1) بصورة تخطيطية نظام ضخ ضوئي عام . ينقل الضوء من مصدر ضوئي قوي غير مترابط بوساطة نظام بصري إلى المادة الفعالة . سندرس هنا الحالتين الآتيتين :

(أ) الليزرزات النبضية . في هذه الحالة يستخدم مصباح وميض مصنوع من (Xe) أو (Kr) تحت ضغوط متوسطة إلى عالية (450-1500 Torr) .

(ب) ليزررات الموجات المستمرة (cw) . وفي هذه الحالة يتم استخدام مصابيح الضغط العالي (4000-8000 Torr) التي تكون عادة مصنوعة من Kr أو يوديد التنغستين . في الحالة الأولى يتم تفريغ الطاقة الكهربائية المخزونة في مكثفة كهربائية في مصباح وميض . ويبدأ التفريغ عادة بنبضة قذح ذات جهد عال بين أقطاب مساعدة وهذه النبضة تسبب التأين الابتدائي للغاز . وبعد ذلك يولد المصباح ومضة

قوية من الضوء التي تستمر لفترة (تحدد بحاصل ضرب سعة المكثفة ومقاومة المصباح) تتراوح بين بضعة مايكروثانية وحتى بضعة مئات مايكروثانية . وتكون المادة الفعالة في كل من الحالتين (أ) و (ب) عادة على شكل قضيب أسطواني قطره يتراوح بين بضعة ميليمترات ولغاية سنتيمترات وطوله يتراوح بين بضعة سنتيمترات إلى بضعة عشرات السنتيمترات .

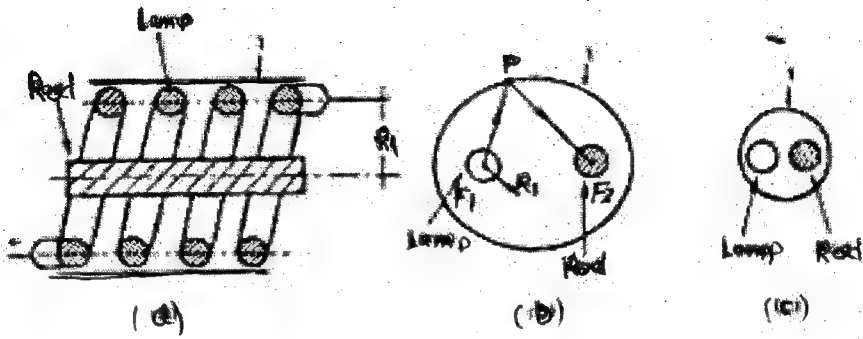
يوضح الشكل (3.2) ثلاثة ترتيبات كأمثلة للنظام العام المخطط في الشكل (3.1) ، ذات الأهمية الخاصة . في الشكل (3.2a) يكون المصباح (عادة مصباح وميض) على شكل لولبي ، وأن المادة الفعالة أما بصورة مباشرة أو بعد انعكاسه من على سطح أسطواني صقيل 1 . وقد استخدم هذا النظام في أول ليزر ياقوت ، وهو ما يزال يستخدم بصورة واسعة في الليزرزات النبضية .



الشكل 3.1

المخطط العام لنظام ضخ ضوئي

وفي الشكل (3.2b) يكون المصباح على شكل أسطوانة (مصباح خطي) نصف قطرها وطولها يساويان نصف قطر وطول القضيب الفعال . ويوضع المصباح على طول أحد محوري المحرق ( $F_1$ ) لأسطوانة إهليلجية عاكسة (مؤشرة بالرقم 1 في الشكل 3.2b) . أما القضيب الليزري فيوضع على طول محور المحرق الثاني ( $F_2$ ) .



الشكل 3.2

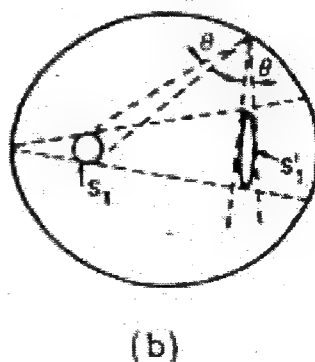
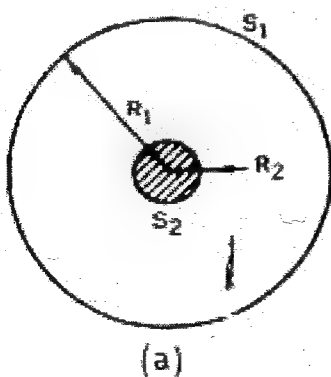
أنظمة ضئ ضوئية أكثر شيعاً

من الصفات المعروفة للشكل الإهليلجي هو أن شعاعاً ( $F_1P$ ) يترك المحرق الأول  $F_1$  ويمر الشعاع بعد الانعكاس من السطح الإهليلجي بالمحرق الثلثي ( $F_2P$ ) إن هذا يعني أن نسبة كبيرة من الضوء المنبعث من المصباح يصل القضيب الفعال بعد الانعكاس عن السطح الإهليلجي . أما الشكل (3.2c) فيوضح ما يدعى الترتيب المقترن المتقارب . إن القضيب والمصباح الخطي موضوعان على أقرب مسافة يمكن أن تكون بينهما وهما محاطان بأسطوانة عاكسة (السطح 1 في الشكل) . إن كفاءة الترتيب المقترن المتقارب هي عادة ليست أصغر بكثير من الأسطوانة الإهليلجية لاحظ أنه في بعض الأحيان تستخدم الأسطوانة الإهليلجية ، إلى حزمة من الأشعة حول الخط المحرق  $F_2$  . إن الغلاف لهذه الأشعة هو السطح  $S_1'$  وهو عبارة عن صورة المصباح المتكونة بالأسطوانة الإهليلجية . الشكل (3.4b) يوضح الأشعة المعينة التي تحيط السطح  $S_1'$  أفقياً وعمودياً . أنه من الواضح أن الصورة مستطالة باتجاه المحور الصغير للأسطوانة الإهليلجية . ويمكن البرهنة على أن هذه الصورة بدورها تكون إهليلجية الشكل . ويمكن حساب المحورين الأعظم  $R_M$  والأصغر  $R_m$  لهذا

الإهليلج من الشكل (3.4b) باستخدام تحليلات هندسية بسيطة . فلو فرضنا أن نصف قطر المصباح  $R_L$  أصغر بكثير من المحور الأصغر للمرآة الإهليلجية سنحصل على :

$$R_M = R_L \left( \frac{1+e}{1-e} \right) \quad 3.2a$$

$$R_m = R_L \left( \frac{1+e^2}{1-e^2} \right) \quad 3.2b$$



الشكل 3.4

تحويل النظامين في الشكلين (2.3a) و (2.3b) إلى نظام واحد

ذلك أن  $e$  لا مركزية المرآة الإهليلجية . فلو كانت اللامركزية هذه صغيرة جداً فستكون الصورة مرة أخرى على شكل دائرة وبنفس نصف قطر المصباح . وفي هذه الحالة يتحول النظام في النظام في الشكل (3.4a) وأن السطح  $S_1$  في الشكل (3.4a) هو نفس السطح  $S_1'$  في الشكل (3.4b).

بعد تحويل النظامين في الشكلين (3.2a) و (3.2b) إلى نظام واحد كالمبين في الشكل (3.4a) يمكننا الآن حساب جزء الطاقة المنبعثة من السطح  $S_1$  في الشكل (3.4a) التي تدخل السطح  $S_2$  للقضيب الفعال . ولهذا الهدف سنفترض أنه يمكن

اعتبار السطح  $S_1$  بأنه سطح جسم أسود عند درجة حرارة  $T$  . وبناء على قانون ستيفان وبولتزمان فإن الطاقة الكلية المنبعثة من المصباح هي :

$$P_1 = \sigma_{SB} T^4 S_1 \quad (3.3)$$

ذلك أن  $\sigma_{SB}$  ثابت ستيفان وبولتزمان . وبذلك يمكن الآن حساب الطاقة الداخلة للقضيبي في ضوء معالجة دايناميك حرارية بسيطة . لنفترض أن قضيبي الليزر قد أهدل باسطوانة سوداء وبنفس أبعاد القضيبي . وبطبيعة الحال ستبقى الطاقة  $P_{2i}$  التي تدخل السطح  $S_2$  من غير أن تتغير . والآن إذا كانت الأسطوانة السوداء عند نفس درجة حرارة المصباح  $T$  فإنه بحسب القانون الثاني لديناميكا الحرارة سوف لا يكون أي صافي طاقة متبادلة بين السطحين الأسودين (المصباح والقضيبي) . وهذا يعني أن الطاقة الساقطة  $P_{2i}$  يجب أن تساوي الطاقة المنبعثة من القضيبي  $P_{2e}$  . وبما أن  $P_{2e}$  تتحدد بالعلاقة  $P_{2e} = \sigma_{SB} T^4 S_2$  فنحصل على :

$$P_{2i} = P_{2e} = \sigma_{SB} T^4 S_2 \quad (3.4)$$

وعلى هذا نجد مباشرة من المعادلتين (3.3) و (3.4) إن كفاءة الانتقال  $\eta_t$  هي:

$$\eta_t = \frac{P_{2i}}{P_1} = \frac{S_2}{S_1} = \frac{R_2}{R_1} \quad (3.5)$$

إذ قد افترضنا هنا أن القضيبي والمصباح لهما نفس الطول . وإن الصيغة المذكورة في أعلاه تكون صحيحة بشرط أن  $R_2 < R_1$  . أما إذا كان  $R_2 > R_1$  (وهي حالة يمكن أن تحدث للنظام في الشكل 3.2b) فإننا نتوقع أن تكون كفاءة التحويل دائماً تساوي واحداً . إن هذا الاستنتاج في حقيقة الأمر يكون دقيقاً عندما يكون تجويف الضخ الاهليجي له لامركزية تساوي الصفر . أما في حالة لامركزية محددة فتوجد هناك حسابات تعطينا كفاءة التحويل كتابع للنسبة بين قطري المصباح

والقضيب . وعلينا كذلك أن نأخذ بعين الاعتبار الحقيقة أن انعكاسية تحويل الضخ لن تكون أبداً % 100 . ومن الناحية العملية نجد أن كفاءة التحويل لأسطوانة إهليلجية مثلى يمكن أن تصل إلى % 80 . وبما أن نصف قطر المصباح الحلزوني  $R_1$  عادة في الأقل ضعف نصف قطر القضيب  $R_2$  ، فإن كفاءة المصباح الحلزوني أصغر بكثير من المصباح الخطي داخل العاكس الإهليلجي . ومن ناحية أخرى تعطينا المصابيح الحلزونية ضخاً منتظماً أكثر لقضيب الليزر (لاحظ البند التالي) ، وبذلك فإنها عادة تستخدم في نظم الطاقة العالية التي يكون فيها انتظام الحزمة الليزرية أكثر أهمية من كفاءة الليزر .

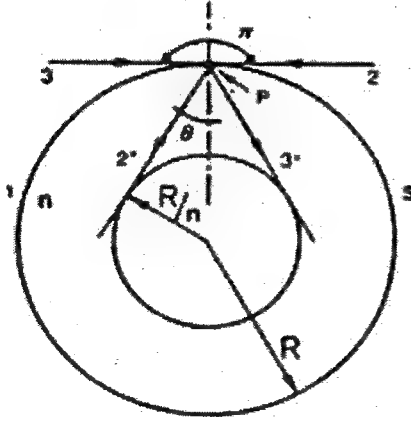
### 3.2.2 توزيع ضوء الضخ Pump Light Distribution :

وجدنا في البند السابق نسبة الضوء الضخ الذي يصل القضيب ، ونورد هنا حساباً لبضع حالات نموذجية ، توزيع الضوء في داخل القضيب الفعّال . وكمثال أول ندرس حالة المصباح الوميضي الحلزوني ، أو ما يكافئ ذلك ، حالة عاكس إهليلجي له لامركزية صغيرة جداً وقطر مصباح أكبر من قطر القضيب . إن هاتين الحالتين تتمثلان بالترتيب المبين في الشكل (3.4a) . ونفترض كذلك أن السطح الجانبي للقضيب مصقول . وبما أن معامل انكسار القضيب عادة أكبر من معامل انكسار الوسط المحيط ، فإن ضوء الضخ يميل للتمركز عند محور القضيب . ويمكن فهم ذلك بمساعدة الشكل (3.5) الذي يوضح قضيب نصف قطره  $R$  ومعامل انكساره  $n$  محاط بوسط معامل انكساره يساوي الواحد إن المصباح غير مبين في الشكل .

إلا أننا قد افترضنا نصف قطره يساوي أو أكبر من  $R$  ، ففي هذه الحالة يمكن للأشعة الساقطة على نقطة  $p$  على سطح القضيب أن تأتي من أي اتجاه ضمن الزاوية  $\pi$  المبينة في الشكل 3.5 . ويبين الشكل الشعاعين المتطرفين 2 و 3 . وبعد دخول



القضيب ينكسر الشعاعان ويصبحان  $2'$  و  $3'$  إذ إن  $\theta$  هي الزاوية الحرجة ( $\sin \theta = 1/n$ ). وعلى هذا فإن جميع الأشعة القادمة من المصباح ستنكسر ضـمن



الشكل 3.5

تركيز الأشعة في قلب القضيب الأسطواني بسبب الانكسار

الزاوية  $2\theta$  بين الشعاعين  $2'$  و  $3'$ . وباستخدام نفس التحليل لجميع النقاط P وللسطح S فإننا نتوصل للاستنتاج أن القلب المركزي للقضيب (وبنصف قطر  $R/n$ ) يكون أكثر ضخاً من الجزء الخارجي للقضيب. إن حساب كثافة طاقة الضخ p في داخل القضيب يكون سهلاً بصورة خاصة إذا: (أ) أخذنا بعين الاعتبار فقط الضوء الذي يدخل القضيب في مستوي عمودي على محور القضيب، و(ب) أهملنا توهين الضوء في داخل القضيب. ففي هذه الحالة نجد أن كثافة الطاقة  $\rho_n$  داخل القضيب وعلى مسافة r من محوره هو:

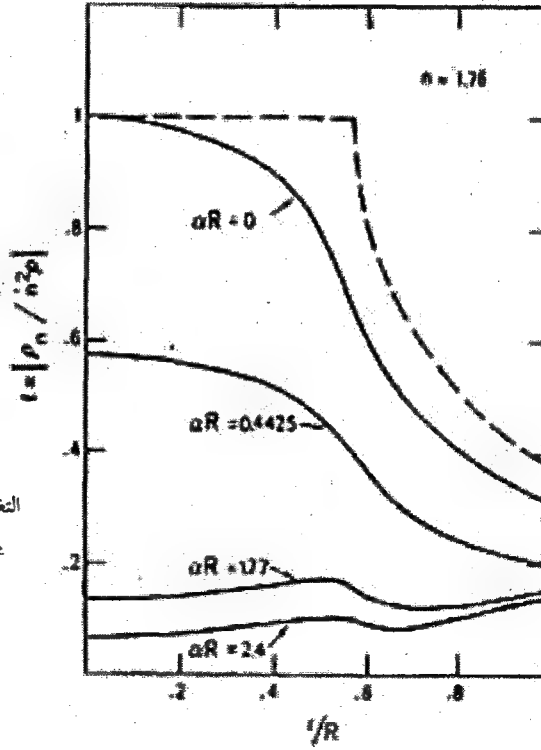
$$\rho_n = n^2 \rho \quad (0 < r < R/n) \quad (3.6a)$$

$$\rho_n = \frac{2n^2}{\pi} \rho \sin^{-1} \left( \frac{R}{nr} \right) \quad (R/n < r < R) \quad (3.6b)$$

إذ إن  $p$  هي كثافة الطاقة التي ستكون عند نفس النقطة من القضيب إذا كانت قرينة انكساره تساوي الواحد . إن هذه الكثافة تتعلق بشدة الضوء المنبعث من المصباح وفق المعادلة  $p=(4/c)I$  . أما إذا لم نستخدم الفرضيتين (أ) و (ب) فستكون صيغة  $p_n$  أكثر تعقيداً . الشكل 3.6 رسم بياني للكمية عديمة الواحدات

$$f(\alpha R, r/R) = \rho_n / n^2 \rho \quad (3.7)$$

كتابع لـ  $r/R$  لقيم مختلفة لـ  $\alpha R$  ، إذ أن  $\alpha$  معامل الامتصاص عند الطول الموجي للضخ (يفترض أن ضوء الضخ أحادي الطول الموجي) . إن الشكل يوضح كذلك نتائج المعادلة (3.6) بالخط المتقطع . لاحظ الفرق بين الخط المتقطع والخط المتصل عند  $\alpha R = 0$  . في حين يمثل كلا الخطين حالة عدم وجود امتصاصاً في داخل القضيب ، فإن الخط المتصل ، عكس ما هو عليه بالنسبة للخط المتقطع ، يأخذ بعين الاعتبار حقيقة أن الضوء يدخل القضيب من أي اتجاه . لاحظ أنه في حالة  $\alpha R \neq 0$  فإن توهين ضوء الضخ أثناء انتشاره من سطح القضيب إلى داخله يعمل على تسوية التوزيع  $p_n$  ويمكن الملاحظة من الأرقام المبينة في الشكل 3.6 أنه عند مركز القضيب ( $r=0$ ) يمكن تقريب الكمية  $f(\alpha R, 0)$  بالصيغة  $f = \exp(-1.1\alpha R)$  والحقيقة هي أن كثافة الطاقة في المنطقة المركزية لقيم صغيرة لـ  $\alpha R$  تساوي  $n^2 \rho$  تستحق بعض التحليلات الإضافية . دعنا نفترض أن نصف قطر المصباح يساوي نصف قطر القضيب وأن المصباح موضوع على طول المحور المحرقى  $F_1$  في الشكل 3.2b . وبما أن الشعاعين 2 و 3 في الشكل 3.5 مماسان للسطح  $S$  فيجب أن يكون أصلهما شعاعين مماسين لسطح المصباح . وبعد الانكسار يتمثل الشعاعان 2 و 3 بالشعاعين  $2'$  و  $3'$  على التوالي ، اللذان يكونان مماسين لدائرة نصف قطرها  $(R/n)$  .



الشكل 3.6

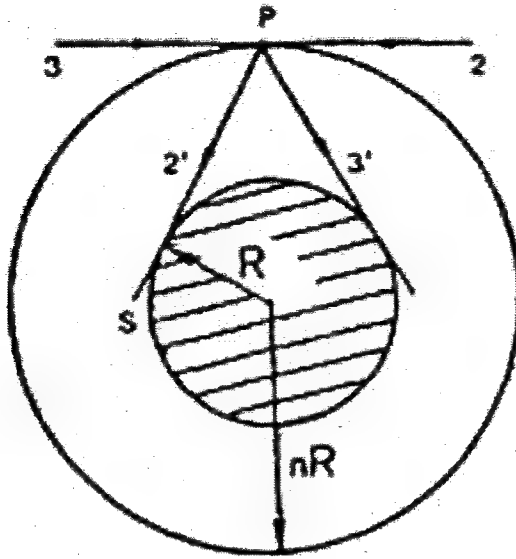
التغير الشعاعي لكثافة طاقة الضخ  $\rho_n$  لقيم  
مختلفة لمعامل امتصاص الضخ  $\alpha$  (ضخ  
أحادي الطول الموجي)

وعليه يمكننا القول إن القضيب يعمل كعدسة أسطوانية ، بحيث تكون صورة  
المصباح عند مركز القضيب . مصغرة بنسبة  $(1/n)$  من حجم المصباح ، ولما كان  
حجم الصورة أصغر بنسبة  $(1/n^2)$  من حجم المصباح ، يمكننا الآن أن نفهم لماذا  
تزداد كثافة الطاقة  $\rho_n$  بنسبة  $n^2$  .

لقد لاحظنا أن في حالة قيم صغيرة لـ  $\alpha R$  تكون كثافة طاقة الضخ منتظمة  
فقط عندما  $r < R/n$  ، على حين أن الكثافة تبقى غير منتظمة خارج هذا القلب  
المركزي . ومن المؤكد أن كثافة غير منتظمة للطاقة غير مناسب للمادة الفعالة .

ويمكن السيطرة على هذه الحالة بإحاطة القضيب الفعال بغلاف من مادة شفافة  
لها نفس معامل انكسار القضيب (الشكل 3.7) . في هذا الترتيب إذا كان نصف قطر  
كل من الغلاف والمصباح يساوي  $(nR)$  فيمكننا إعادة نفس التحليلات في الشكل

(3.5) إذ تكون النقطة  $p$  على الغلاف ، في هذه الحالة يكون الشعاعان المنكسران  $2'$  و  $3'$  مماسين لسطح المادة الفعالة ، وأن جميع الضوء القادم سيعتزل في المادة الفعالة في حالة  $\alpha R = 0$  وعندما يدخل الضوء المادة من على المستوى المبين في الشكل (3.7) فقط ، فإن كثافة الطاقة ستكون منتظمة في داخل المادة الفعالة وتحدد بالمعادلة (3.6a) . و ثم طريقة أخرى تساعدنا على الحصول على ضغ منتظم هو تخديش السطح الجانبي للقضيبي . وبذلك سيتبعثر ضوء الضغ الداخل إلى القضيبي وعندما لا يتولد التركيز المبين في الشكل (3.5) . الشكل (3.8) يبين رسوم الكمية العديمة الواحدات .



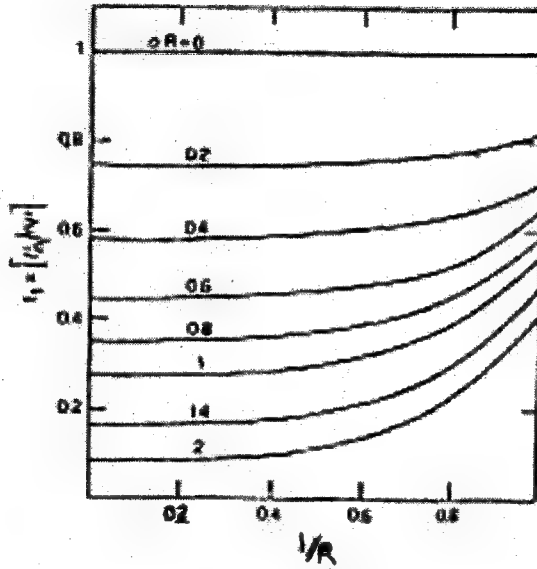
الشكل 3.7

غلاف اسطواني شفاف نصف قطره  $(nR)$

يعمل على إنتاج كثافة ضغ في داخل القضيبي الفعال (المساحة المظلمة)

كتابع لـ  $(r/R)$  لقيم مختلفة لـ  $\alpha R$  . هنا أيضاً  $\alpha$  معامل الامتصاص عند طول موجة الضخ (لضوء ضخ أحادي الطول الموجي) . لاحظ أن في حالة  $\alpha R = 0$  فإن  $\rho_n = n\rho$  . هنا المعامل  $n$  ينتج ببساطة من حقيقة كون سرعة الضوء في داخل القضيب أصغر بنسبة  $(1/n)$  من سرعة الضوء في الفراغ . وعلى هذا فإن لشدة إشعاع معين من المصباح نتوقع أن تكون كثافة الطاقة  $\rho_n$  هي  $n$  مرة أكبر من القيمة  $\rho$  التي ستكون في داخل قضيب معامل انكساره يساوي الواحد . ومن الأرقام المبينة في الشكل (3.8) يمكن الملاحظة أن  $f_1(R,0)$  ، عند مركز القضيب ، يمكن تقريبها بالصيغة  $f_1 = \exp(-1.27\alpha R)$  وبالموازنة بين المعادلتين (3.7) و (3.8) عند  $r = 0$  نلاحظ ، عدا الفرق الصغير بين  $f$  و  $f_1$  ، إن كثافة طاقة الضخ عند مركز القضيب تقل بنسبة  $(1/n)$  نتيجة تخديش السطح الجانبي . إلا أنه يلحظ الآن أن جميع المقطع العرضي للقضيب ، بدلاً من القلب المركزي ذا نصف قطر  $R/n$  ، يكون مضاءً لدرجة ما بصورة متجانسة . والواقع هو أنه من الشكلين (3.6) و (3.8) يمكن ملاحظة أن تكامل كثافة طاقة الضخ على كل المقطع العرضي للقضيب متساو تقريباً في كلتا الحالتين .

ندرس الآن الحالة التي فيها نصف قطر المصباح  $(R_L)$  أصغر من نصف قطر القضيب  $(R_R)$  . نفرض أن المخطط الهندسي للضخ كما في الشكل (3.2.b) . إذا كان السطح الجانبي للقضيب مصقولاً فستكون صورة اهليلجية للمصباح في داخل القضيب لاحظ الشكل (3.4.b) . وبسبب الانكسار عند سطح القضيب



الشكل 3.8

قضيب زجاجي ذو سطح جانبي خشن . التغير القطري لكثافة طاقة الضخ العيارية  $(P_n / nP)$  كنابع لنصف القطر العياري  $(r/R)$  ولقيم مختلفة لمعامل الامتصاص  $\alpha$

يكون كل من المحورين الكبير والصغير مصغرين بنسبة  $(1/n)$  من القيم المحددة بالصيغ (3.2a) و (3.2b) ولتجنب توزيع الضخ غير المنتظم يمكن كذلك تخديش السطح الجانبي وجعله خشنا . وفي حالة إشعاعات متعددة الأطوال الموجية يمكن استخدام نفس المعادلات (3.6) و (2.8) ، بعد تبديل  $\rho$  و  $\rho_n$  بالكميات الطيفية  $\rho_\lambda$  و  $\rho_{n\lambda}$  .

### 3.2.3 معدل الضخ Pumping Rate :

دعنا ندرس أولاً ضخاً أحادي بطول الموجي تردد  $\omega$  . إن قدرة امتصاص الضخ في وحدة الحجم من القضيب  $dP / dV$  هي :

$$\frac{dP}{dV} = WN_g \hbar \omega \quad (3.9)$$

إذ إن  $W$  معدل الامتصاص ، وقد افترضنا أن سوية الضخ العليا فارغة  
ومساعدة المعادلتين (2.53c) و (2.61) يمكن إعادة كتابة المعادلة (3.9) بالصيغة :

$$\frac{dP}{dV} = \frac{c_0}{n} \sigma N_g \rho_n \quad (3.10)$$

إذ إن  $\rho_n$  كثافة طاقة الضخ عند النقطة المدروسة . أما في حالة إشعاع ضخم  
متعدد الأطوال الموجية فإن المعادلة (3.10) تكون بدلالة المتغيرات الطيفية حسب  
الصيغة الآتية :

$$\frac{dP_\lambda}{dV} = \frac{c_0}{n} \sigma N_g \rho_{n\lambda} \quad (3.10a)$$

هنا  $P_\lambda$  تعرف بحيث تكون  $(dP_\lambda / dV)d\lambda$  هي القدرة المتصصة في واحدة  
الحجم من إشعاع الضخ ضمن الأطوال الموجية بين  $\lambda$  و  $\lambda + d\lambda$  .

وكمثال مهم ندرس الحالة التي يكون فيها السطح الجانبي للقضيب مخدش لحد  
الخشونة . وباستخدام المعادلتين (3.8) و (3.9) فإنه يمكن كتابة المعادلة (3.10a)  
بالصيغة :

$$\frac{dp}{dV} = 4\eta_i \sigma N_g f_1 I_\lambda \quad (3.11)$$

إذ أن  $\eta_i$  هي كفاءة النقل لترتيب ضخ معين . إن معدل زيادة إسكان الحالة  
العليا بواسطة عملية الضخ هي :

$$\frac{dN_2}{dt} = \int \eta_q \frac{1}{\hbar \omega} \frac{dP_\lambda}{dV} d\lambda = 4\eta_i N_g \int \frac{\eta_q \sigma f_1}{\hbar \omega} I_\lambda d\lambda \quad (3.12)$$

إذ أن  $\eta_q = \eta_q(\lambda)$  كفاءة الضخ الكمية . وبموازنة المعادلتين (3.12) (1.10)  
نحصل على :

$$W_p = 4\eta_i \int \frac{\eta_q \sigma_f}{\hbar \omega} I_\lambda d\lambda \quad (3.13)$$

وبمساعدة المعادلة (3.2) يمكن إعادة صياغة المعادلة (3.13) بشكل أكثر ملاءمة

حسب :

$$W_p = 4\eta_i \eta_r \frac{P}{2\pi R l} \int \frac{\eta_q \sigma_f}{\hbar \omega} g_\lambda d\lambda \quad (3.14)$$

لاحظ أنه بحسب المعادلة (3.7) فإن الجانب الأيمن من المعادلتين (3.13) (3.14) يجب أن يُضربا بالمعامل  $n$  ، وأن تستبدل بـ  $f$  ، وذلك في حالة كون السطح الجانبي للقضيب مصقولاً .

إن المعادلتين (3.13) و (3.14) هما الصيغتان المطلوبتان لمعدل الضخ . إنهما تعتمدان على صفات المادة الفعالة (الكفاءة الكمومية  $\eta_q(\lambda)$  والمقطع العرضي للامتصاص  $\sigma(\lambda)$  لحزم الضخ) وعلى الانبعاث الطيفي للمصباح  $I_\lambda$  أو  $g_\lambda$  . وبما أن  $f_1 = f_i(\alpha R, r/R)$  فيتتج أن  $W_p$  ستعتمد كذلك على تركيز الأيونات الفعالة وعلى نصف قطر القضيب  $R$  وعلى إحداثي نصف قطر العياري  $(r/R)$  . وعلى هذا فإن حساب  $W_p$  سيتطلب معرفة جميع هذه الكميات ولتسهيل الأمر ، فإنه في بعض الأحيان يتم إدخال كفاءة ضخ إجمالية  $\eta_p$  . وهذه تعرف على أنها نسبة أصغر طاقة ممكنة لإنتاج ضخ معين في القضيب (أي ،  $\langle W_p \rangle N_g V \hbar \omega_0$  ، إذ إن  $\langle W_p \rangle$  متوسط  $W_p$  في كل حجم القضيب  $V$  وأن  $\omega_0$  تردد الانتقال الليزري) إلى الطاقة الكهربائية الداخلة في المصباح  $P$  لإنتاج ذلك الضخ .



TABLE 3.1 Efficiency Terms For Optical Pumping (%)

| Case | $\eta_t$ | $\eta_r$ | $\eta_a$ | $\eta_{pq}$ | $\eta_p$ |
|------|----------|----------|----------|-------------|----------|
| 1    | 30-40    | 25       | 30-60    | 50          | 1.1-3    |
| 2    | 80       | 50       | 16       | 40          | 2.6      |

### الجدول 3.1

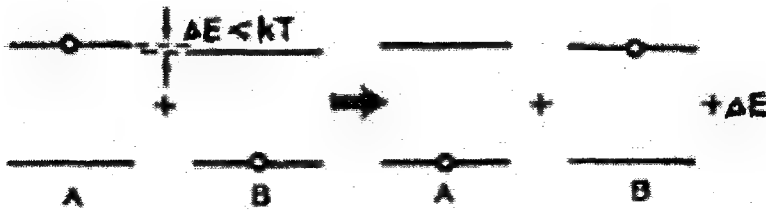
وعليه يمكننا كتابة :

$$\langle W_p \rangle = \eta_p \frac{P}{VN_g \hbar \omega_0} \quad (3.15)$$

ويمكن كتابة الضخ كفاءة  $\eta_p$  على شكل حاصل ضرب أربعة عوامل : (أ) كفاءة النقل  $\eta_t$  ، (ب) كفاءة إشعاع المصباح  $\eta_r$  ، (ج) كفاءة الامتصاص  $\eta_a$  التي تعطينا جزء الإشعاعات المفيدة التي يمتص فعلياً من قبل القضيب ، (د) كفاءة الطاقة الكمومية  $\eta_{pq}$  ، وهي نسبة ذلك الجزء من الطاقة الممتصة التي تؤدي إلى زيادة إسكان السوية الليزرية إلى الطاقة الكلية الممتصة . لاحظ أن الكمية الأخيرة تشبه كفاءة الضخ الكمومية  $\eta_q$  المعرفة سابقاً . تقديرات معاملات الكفاءة المبينة في أعلاه متوفرة في المراجع . والجدول (3.1) تعطينا هذه القيم لقضيب ليزر ياقوتي قطره 6.3mm يتم ضخه بوساطة مصباح كزيتون . وميض حلزوني (الحالة 1) ولقضيب ليزر YAG :  $Nd^{+3}$  قطره 6.3mm يتم ضخه بوساطة مصباح كزيتون (الحالة 2) . إلا أن علينا أن نشير إلى أن القيم المعطاة في الجدول هي تقريبية ، وأن حساباً دقيقاً لـ  $W_p$  عند كل نقطة من القضيب ، يمكن الحصول عليه فقط من المعادلة (3.14) .

### 3.3 الضخ الكهربائي Electrical Pumping :

إن هذا النوع من الضخ هو مستخدم في الليزرات الغازية وشبه الموصلات سوف نحصر عنايتنا هنا بالضخ الكهربائي لليزرات الغازية . في هذه الحالة نحصل على الضخ بأن نمرر تياراً ذا قيمة مناسبة خلال الغاز . عند ذلك ستنتج أيونات وإلكترونات حرة ، وبما أن هذه الجسيمات تتعجل بالمجال الكهربائي فإنها ستحصل على طاقة حركية إضافية تؤهلها على إثارة ذرات متعادلة عن طريق التصادم وللإثارة التصادمية هذه تكون حركة الأيونات عادة أقل أهمية من حركة الإلكترونات . والحقيقة هي أن في حالة غاز ذي ضغط منخفض يكون متوسط الطاقة الحركية للإلكترونات أكبر بكثير من متوسط الطاقة الحركية للأيونات .



الشكل 3.9

انتقال طاقة قرب مجاوي بين ذرتين (أو جزيئين) (A) و (B)

وبعد وقت قصير ستنتج حالة التوازن بين الإلكترونات يمكن وصفها بدرجة حرارة فعلية للإلكترونات  $T_e$  .

إن عملية الضخ الكهربائي في غاز يحدث عادة عن طريق إحدى الطريقتين الآتيتين : (أ) في غاز متكون من صنف واحد من الذرات فإن الإثارات يمكن فقط أن تحدث عن طريق تصادم الإلكترونات ، أي عن طريق العملية التالية :



إذ إن  $X$  و  $X^*$  تمثلان الذرة في حالتها الأرضية والمثارة ، على التوالي . وتدعى هذه العملية تصادم من النوع الأول . (ب) في غاز متكون من صنفين من الذرات (مثلاً  $A$  و  $B$ ) فيمكن للإثارة أن تحدث أيضاً عن طريق تصادمات بين ذرات الصنفين المختلفين ، في خلال عملية تدعى انتقال الطاقة التجاوبي . وبالإشارة إلى الشكل (3.9) ، دعنا نفترض أن الصنف  $A$  في الحالة المثارة والصنف  $B$  في الحالة الأرضية وسنفترض كذلك أن فرق الطاقة  $\Delta E$  بين الانتقالين هو أقل من  $kT$  . ففي هذه الحالة هناك احتمالية ملحوظة بأنه بعد عملية التصادم ستكون الذرة  $A$  في الحالة الأرضية والذرة  $B$  في الحالة المثارة ويمكن كتابة هذه العملية بالصيغة التالية :



إذ إن فرق الطاقة  $\Delta E$  ستضاف أو تطرح من الطاقة الانتقالية للذرات ، وذلك بحسب إشارتها . إن هذه العملية جذابة بصورة خاصة لضخ الصنف  $B$  ، إذا كانت الحالة العليا لـ  $A$  شبه المستقرة (أي أن الانتقال منها إشعاعياً غير مسموح) . في هذه الحالة وبعد أن تتم إثارة  $A$  إلى سويتها العليا عن طريق التصادم مع الإلكترونات ستبقى هناك لفترة طويلة وبذلك تشكل مستودع طاقة يستفاد منه في إثارة الذرات من الصنف  $B$  . إن العملية المشار إليها في المعادلة (3.17) تعرف بتصادم من النوع الثاني .

### 3.3.1 الإثارة بالتصادم مع الإلكترونات Electron Impact Excitation:

إن التصادمات مع الإلكترونات يمكن أن تكون مرنة أو غير مرنة . وفي التصادمات غير المرنة يمكن أن تثير الذرة إلى حالة أعلى أو أن تتأين . إن جميع الظواهر الثلاث هذه يمكن أن تحدث في التفريغ الكهربائي وتؤثر فيه بطريقة معقدة .

وللسهولة ندرس أولاً حالة الإثارة التصادمية بواسطة حزمة مسرعة من إلكترونات متساوية الطاقة . إذ كان  $F_e$  تدفق الإلكترونات (الكثرون / سم<sup>2</sup> . ثانية) فيمكن تعريف المقطع العرضي الكلي للتصادم  $\sigma_e$  بنفس الطريقة في مسألة تدفق الفوتونات (راجع المعادلة 2.62) . أي أن :

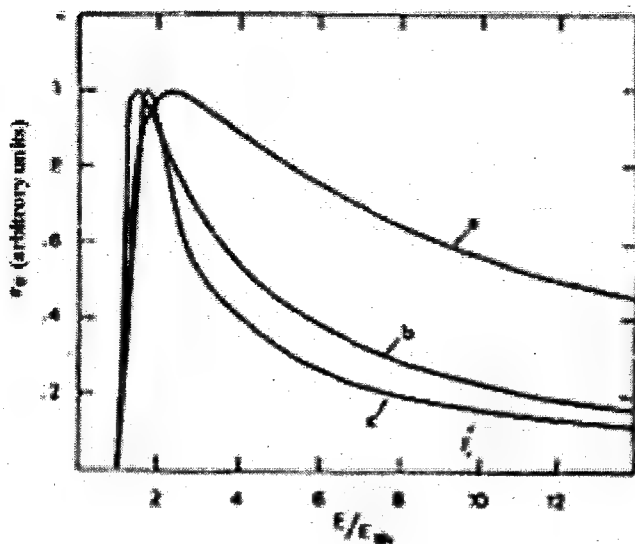
$$dF_e = -\sigma_e N_g F_e dz \quad (3.18)$$

إذ إن  $dF_e$  التغير بالتدفق عندما تنتشر الحزمة مسافة  $dz$  في داخل المادة . إن التصادمات المسؤولة عن الإثارات الإلكترونية تشكل فقط جزءاً معيناً من المقطع العرضي التصادمي الكلي . فإذا عبرنا عن المقطع العرضي للإثارة الإلكترونية من الحالة الأرضية إلى سوية الليزر العليا بالرمز  $\sigma_{e2}$  ، فإنه بحسب المعادلة (3.18) يتضح أن معدل زيادة إسكان السوية العليا بسبب عملية الضخ هو :

$$(dN_2 / dt)_p = \sigma_{e2} N_g F_e = N_g N_e v \sigma_{e2} \quad (3.19)$$

إذ إن  $v$  سرعة الإلكترون و  $N_e$  كثافة الإلكترونات ، إن حساب معدل الضخ يتطلب معرفة قيم  $\sigma_{e2}$  ، إضافة إلى المتغيرات الأخرى لحزمة الإلكترونات . إن الكمية  $\sigma_{e2}$  بدورها تابع لطاقة حزمة الإلكترونات  $E$  (أي تابع لسرعتها  $v$ ) وأن سلوكها الوصفي موضح في الشكل 3.10 . لاحظ أن هناك طاقة عتبة  $E_{th}$  كي تحدث العملية وأن طاقة العتبة هذه تساوي تقريباً الطاقة المطلوبة للانتقال الذري  $2 \rightarrow 0$  . وعلى هذا فإن المقطع العرضي  $\sigma$  يصل قيمة عظمى (عند طاقة ربما بضعة إلكترون - فولت أعلى من  $E_{th}$ ) ومن ثم يقل فيما بعد . إن القيمة العظمى لـ  $\sigma$  وعرض المنحني  $\sigma = \sigma(E)$  يعتمدان على نوع الانتقال . إن أبسط حسابات المقطع العرضي للتصادم بالإلكترونات يكون باستخدام تقريب بورن . إن الفرضية الأساس هنا هو أن هناك تفاعلاً إلكتروناتيكياً ضعيفاً بين الإلكترون الوارد الذي يوصف بالتابع الموجي (

$\exp(ik_0.r)$  والإلكترونات الذرة ، بحيث تكون احتمالية الانتقال الذري في خلال عملية التصادم صغير جداً وأن احتمالية انتقالين من هذا النوع تكون مهمة . ففي هذه الحالة يمكن تحويل معادلة شرودنغر الخاصة بهذه المسألة إلى معادلة خطية . إن المقطع العرضي للانتقال يتضمن المعامل  $\int u_n^* \exp i[(k_0 - k_n)r] u_0 dV$  ، إذ إن  $u_0$  و  $u_n$  والتي موجة الحالة الأرضية والمثارة ، على التوالي ، وإن  $k_n$  شعاع موجة الإلكترونات المنتشرة . ويفترض كذلك أن الطول الموجي للإلكترون  $\lambda = 2\pi / k_0$  أكبر بكثير من نصف قطر الذرة  $[ \lambda = (12.26/V) A^0 ]$  ، إذ أن  $V$  طاقة الإلكترون مقدرة بالإلكترون - فولت ] .



الشكل 3.10

السلوك النوعي للمقطع العرضي للتحريض بالتصادم الإلكتروني كتابع لطاقة الإلكترون الساقط :  
 (a) انتقال مسموح بصرياً ، (b) انتقال غير مسموح بصرياً ، ولا يتضمن أي تغيير لتعدد حالات السوية .  
 (c) انتقال مسموح بصرياً ويتضمن تغيير في تعدد حالات السوية . إن المنحنيات (a) و (b) و (c) قد تم رسمها في ضوء العلاقات المعطاة للانتقالين (2P) و (2S) في ذرة (H) والانتقال  $2^3S$  في (He).

ففي هذه الحالة يمكن نشر المعامل  $\exp i[(k_0 - k_n)r]$  ، الذي يظهر في التكامل أعلاه ، على شكل متسلسلة أسية حول موقع الذرة . ويمكننا أن نميز ثلاثة أنواع عامة لتصادم الإلكترونات بالاعتماد على نوع الانتقال المتضمن في عملية التصادم : (أ) انتقالات مسموحة بصرياً ، (ب) انتقال غير مسموح بصرياً ، ولا يتضمن أي تغير بتعدد حالات السوية ، (ج) انتقالات تتضمن تغير تعدد حالات السوية .

في الانتقالات المسموحة بصرياً نحتفظ فقط بأول حد لا يساوي الصفر في منشور  $\exp i(kr)$  (أي ،  $ikr$  ، إذ  $k = k_0 - k_n$ ) ، وهذا يؤدي إلى مقطع عرضي بالصيغة :

$$\sigma_e \propto |\mu|^2 g(E) \quad (3.20)$$

إذ إن  $|\mu|^2$  يتحدد بالعلاقة (2.3.34) ، وأن  $g(E)$  تابع لطاقة الإلكترون وعلى هذا نلاحظ ، في حالة انتقال مسموح بصرياً ، أن المقطع العرضي للتصادم بالإلكترونات  $\sigma_e$  يعتمد على نفس عنصر المصفوفة  $|\mu|$  الذي يظهر في صيغة المقطع العرضي لامتنصاص الفوتون . ومن هذه الصيغة نجد أن احتمالية الانتقال بالتصادم بالإلكترونات تتناسب مع احتمالية امتصاص الفوتون العائدة للعملية الميئة في أعلاه ومن ناحية أخرى نجد أن  $g(E)$  تتغير نسبياً ببطء مع الطاقة  $E$  . إن الجزء المتناقص للمنحنى المقابل  $\sigma(E)$  في الشكل 3.10 يتغير على شكل ، وأن عرض المنحنى النموذجي أكبر بـ 10 مرات من طاقة العتبة  $E_{th}$  (الشكل 3.10a) . وأن القيمة النموذجية لذروة  $\sigma$  هي  $10^{-16} \text{ cm}^2$  .

أما في حالة الانتقالات غير المسموحة بصرياً التي لا تتضمن أي تغيير في تعدد حالات السوية ( $\Delta S = 0$ ) ، مثلاً ، الانتقال  $1^1S \rightarrow 2^1S$  في He لاحظ الشكل (6.4) فإن الحد التالي بالرتبة في منشور  $\exp i(kr)$  ضمن تقريب بورن هو الذي يعطينا قيمة لا تساوي الصفر . ويمكن هنا أيضاً كتابة المقطع العرضي  $\sigma_e$  بصيغة المعادلة (3.20) إن الكمية  $|\mu|^2$  تتحدد الآن بالعلاقة  $\left| e \int u_2^* x^2 u_1 dx \right|^2$  بدلاً من  $\left| e \int u_2^* x u_1 dx \right|^2$  وبطبيعة الحال أن الكمية الأخيرة تساوي الصفر في الحالة الحالية ، إن معدل انخفاض المنحني  $g(E)$  هو نوعاً ما أكبر مما عليه الحال في الحالة السابقة . إن المنحني يتناقص على شكل  $E^{-1}$  بدلاً من  $E^{-1} \ln(E)$  .

إن القيمة العظمى النموذجية لـ  $\sigma$  بحدود  $10^{-19} \text{ cm}^2$  . وأن عرض المنحني يمكن أن يكون الآن فقط 4-3 مرات أكبر من طاقة العتبة  $E_{th}$  (راجع الشكل (3.10b)).

وعندما يكون هناك تغير في تعدد حالات السوية (مثلاً ، الانتقال  $1^1S \rightarrow 2^1S$  في He) ، فإن تقريب بورن يعطينا مقطعاً عرضياً يساوي الصفر لجميع رتب منشور  $\exp i(kr)$  . والحقيقة هي ؟ أن هذا الانتقال يتضمن تغير في الدوران بينما ضمن تقريب بورن تقتزن الإلكترونات القادمة فقط مع الحركة المدارية للذرة . إلا أنه علينا أن نتذكر أن الدوران الكلي للذرة والإلكترون القادم هو الذي يجب أن يكون محفوظاً وليس بالضرورة دوران الذرة بمفردها . وعلى هذا فإن الانتقال يمكن أن يحدث بتصادم تتبادل فيه الإلكترونات : الإلكترون الوارد يحل محل الإلكترون الذري صاحب الانتقال وأن الإلكترون الذري الأصلي يقذف إلى خارج الذرة (إلا أنه في خلال التصادم لا يمكن أن نميز الإلكترونين كمومياً فيما بينهما) . ولكي يتم حفظ الدوران يجب أن يكون دوران الإلكترون الوارد عكس دوران الإلكترون

المقدوف . إن ذروة المقطع العرضي يزداد بسرعة كبيرة عند العتبة ويتناقص بسرعة فيما بعد . إن العرض النموذجي للمنحني الآن يساوي أو أصغر من قيمة طاقة العتبة (الشكل 3.10c).

إن المناقشات المبينة في أعلاه تخص حزمة إلكترونات متساوية الطاقات . إلا أنه في حالة التفريغ الكهربائي في غاز لا تكون الإلكترونات متساوية الطاقات ، وبدلاً من ذلك سوف تمتلك توزيع طاقة معين  $f(E)$  [  $f(E)dE$  هي احتمالية أن إلكترونًا يمتلك طاقة محصورة بين  $E$  و  $E + dE$  ] . ففي هذه الحالة يمكن الحصول على معدل زيادة إسكان الحالة العليا بأخذ متوسط المعادلة (3.19) وفق التوزيع المين في أعلاه . إذ ينتج:

$$\left( \frac{dN_2}{dt} \right) = N_g N_e < v \sigma_{e2} > \quad (3.21)$$

إذ إن:

$$< v \sigma > = \int v \sigma(E) f(E) dE \quad (3.22)$$

فإذا افترضنا توزيع ماكسويل للطاقة فإن  $f(E) \propto E^{1/2} \exp(-E/kT_e)$  . وعلى هذا فإن الكمية المطلوب معرفتها هي درجة الحرارة هذه تتعلق بالحقل الكهربائي المطبق  $E'$  ، بشرط أننا نفترض أنه إثر كل تصادم يتم فقدان جزء معين من الطاقة الحركية  $\delta$  للإلكترون . إذا كانت  $v_{th}$  متوسط السرعة الحرارية للإلكترونات ، فإن متوسط الطاقة الحركية للإلكترونات تساوي تقريباً  $mv_{th}^2/2$  إن معدل التصادم هو  $v_{th}/l$  ، إذ إن  $l$  متوسط المسار الحر للإلكترونات . وعلى هذا فإن معدل فقدان طاقة الإلكترون هي  $\delta(v_{th}/l)(mv_{th}^2/2)$  ، وأن هذه الكمية يجب أن تساوي الاستطاعة الجاهزة من قبل الحقل الكهربائي الخارجي التي تساوي  $(v_{drift}eE)$  . وبما أن سرعة



الانحراف  $v_{drift}$  بدورها تساوي  $eIE/mv_{th}$  ، فإن الاستطاعة الجاهزة من قبل الحقل الكهربائي هي  $e^2IE/mv_{th}$  . ومن مساواة الصيغتين المذكورتين في أعلاه نحصل أخيراً على الصيغة الآتية لدرجة حرارة الإلكترونات ( $T_e = mv_{th}^2/2k$ ) . إذ أن:

$$T_e = \frac{e}{(2\delta)^{1/2}k} (EI) \quad (3.23)$$

وبما أن متوسط المسار الحر للإلكترون يتناسب عكساً مع ضغط الغاز  $P$  ، فإن المعادلة (3.23) توضح أنه لغاز معين تتوقف كثافة التيار  $J_e$  بصورة كلية على النسبة  $E/P$  إن هذه النسبة هي الكمية الأساس التي تحدد درجة حرارة الإلكترونات وإنها عادة تستخدم من الناحية العملية كمتغير مفيد لتحديد حالة التفريغ . وخليط غازي معين هناك بصورة عامة نسبة معينة  $E/P$  التي تجعل معدل الضخ أعظم ما يمكن . إن قيمة صغيرة جداً للنسبة ( $E/P$ ) تؤدي إلى درجة حرارة منخفضة جداً للإلكترونات ، بحيث لا يمكن إثارة سويات الضخ الليزرية بصورة فعالة . ومن ناحية ثانية فإن قيمة عالية جداً للنسبة ( $E/P$ ) (أي قيمة كبيرة لدرجة الحرارة  $T_e$ ) تؤدي إلى إثارة سويات أعلى للمزيج الغازي (التي ربما لا تكون مرتبطة بصورة قوية مع الانتقال الليزري) ومن ثم تؤدي إلى فرط في تأين الخليط الغازي (الذي قد يؤدي إلى تفريغ غير متوازن ، أي تحول من تفريغ متوهج إلى تولد القوس الكهربائي) .

بناءً على المعادلتين (1.10) و (3.21) فإن معدل الضخ  $W_p$  يساوي :

$$W_p = N_e < v\sigma > \quad (3.24)$$

إذ  $< v\sigma >$  تتحدد بالمعادلة (3.22) ، على حين تتحدد درجة حرارة الإلكترونات كتابع للحقل الكهربائي المطبق  $E'$  بحسب المعادلة (3.23) . ويمكن

الآن وضع كثافة الإلكترونات  $N_e$  كنسبة لكثافة التيار الكهربائي  $J$  وسرعة انحراف الإلكترونات  $v_{drift}$  بالصيغة :

$$N_e = J / ev_{drift} \quad (3.24a)$$

وفي ضوء الحساب السابق يمكن كتابة  $v_{drift}$  بالصيغة :

$$v_{drift} = \frac{eIE'}{mv_{th}} = \left(\frac{\delta}{2}\right)^{1/4} \left(\frac{eIE'}{m}\right)^{1/2} \quad (3.24b)$$

ومن تعويض المعادلتين (3.24a) و (3.24b) في المعادلة (3.24) نحصل على :

$$W_P = \frac{J}{c} \left[ <v\sigma> \left(\frac{2}{\delta}\right)^{1/4} \left(\frac{m}{eIE'}\right)^{1/2} \right] \quad (3.24c)$$

إذ إن الكمية في داخل القوس المربع تعتمد فقط على حاصل ضرب  $IE'$  ، أي على النسبة  $E'/P$  . وبما أن هذه النسبة بصورة عامة مثبتة عند قيمتها المثلى فإن أي تغير في معدل الضخ يتم الحصول عليه من تغير كثافة التيار الكهربائي في التفريغ الغازي .

إن الحسابات المبينة أعلاه نوعاً ما غير دقيقة وذلك لأنها تعتمد على التوزيع الماكسويلي الذي هو في الحقيقة لا يتحقق عملياً . إلا أنه في حالة ليزرات غازية من ذرات متعادلة أو أيونات ، فإن الابتعاد عن التوزيع الماكسويلي ليس كبيراً جداً وعليه فإن هذا التوزيع كثيراً ما يستخدم . ومن جهة ثانية ، في الليزرات الغازية الجزيئية التي تنجذب على الانتقالات الاهتزازية ، نجد أن الغاز يكون متأين بصورة ضعيفة وأن متوسط طاقة الإلكترونات تكون صغيرة  $E \cong 1 \text{ eV}$  ، وذلك لأن الحالات الاهتزازية فقط سيتم إثارتها في مجال من الطاقة (10 - 30 eV) المطلوبة لليزرات الغازية الذرية المتعادلة أو الأيونية . نجد أن فرضية التوزيع الماكسويلي تكون

غير صحيحة في الليزرزات الجزيئية . نحتاج في هذه الحالة إلى حسابات جديدة للحصول على توزيع طاقات الإلكترونات  $f(E)$  . ويتم ذلك عن طريق استخدام ما يسمى معادلة نقل الإلكترون (معادلة بولتزمان) ، وهي تتطلب معرفة جميع عمليات تصادم الإلكترونات لغاية إثارة (أو إزالة حالة الإثارة) مستويات اهتزازية أو إلكترونية لجميع مكونات الغاز ، في التفريغ الكهربائي . وعلى هذا نجد أن الحسابات جداً معقدة وفي بعض الأحيان قد تكون غير عملية بسبب انعدام بعض المعلومات الهامة للمقاطع العرضية لتصادم الإلكترونات . وقد استخدمت الحاسبة الإلكترونية لإجراء حسابات فقط تخص مزيجاً من الغازات لها أهميتها الخاصة مثل مزيج  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$  المستخدم في ليزرات  $\text{CO}_2$  ذات الاستطاعات العالية . وتشير هذه الحسابات إلى ابتعاد ملحوظ من التوزيع الماكسويلي . إلا أنه ما زال متوسط درجة حرارة الإلكترونات ومعدلات الإثارة لمزيج غازي معين تابع للنسبة  $(E'/P)$  فقط ، وكما قد حصلنا عليه من خلال الحسابات التقريبية .

### 3.3.2 التوزيع المكاني لمعدل الضخ Spatial Distribution of Pumping

: Rate

في منطقة العمود الموجب للتفريغ المتوهج نجد أن الحقل الكهربائي المستمر ومن ثم سرعة الانحراف  $v_{\text{drift}}$  ، غير معتمدين على تيار التفريغ  $J$  . وعلى هذا فإن التوزيع المكاني لكثافة الإلكترونات  $N_e$  (لاحظ المعادلة 3.24a) ، ومن ثم معدل الضخ  $W_p$  (لاحظ المعادلة 3.24) ، هو نفس التوزيع المكاني لكثافة التيار الكهربائي  $J$  .

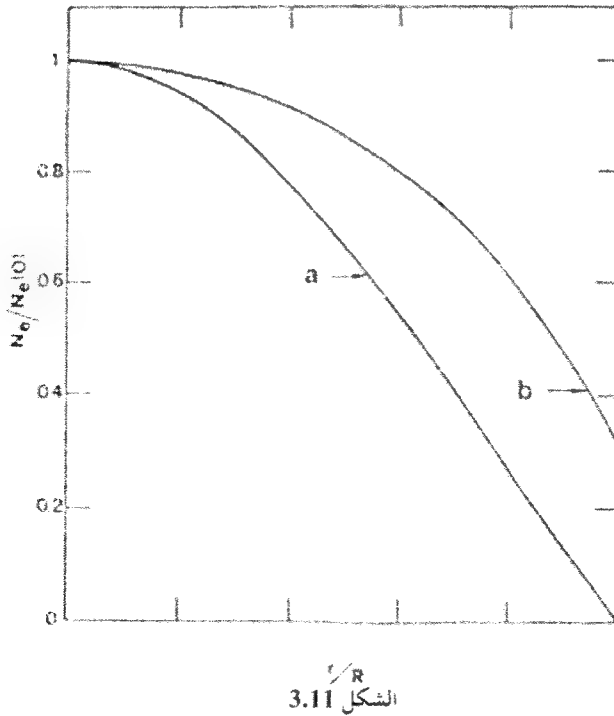
في الحالة التي يكون فيها الغاز موجوداً في أنبوب أسطواني يجري تيار التفريغ فيه على طول الأنبوب ، يمكن تحديد التغير نصف القطري لـ  $J$  بصورة تحليلية . وفي كل من ليزرات غازات الذرة المتعادلة وليزرزات الغازات الأيونية ، يمكننا أن نفترض

أن إعادة اتحاد الإلكترون بالأيون تحدث فقط عند الجدران . وعلى هذا إذا كان متوسط المسار الحر للأيون أصغر بكثير من نصف قطر الأنبوب  $R$  فإن إعادة الاتحاد يحدث بانتشار الالكترونات والأيونات سوية ambipolar diffusion إلى الجدران . وفي هذه الحالة يمكن استخدام نظرية شوتكي لعمود غاز موجب ، إذ بهذه الطريقة تم الحصول على التوزيع نصف القطري لالكترونات التفريغ بالصيغة  $J_0(2.4r/R)$  ، إذ إن  $J_0$  هو تابع بسل من الرتبة صفر . وهذا التابع مرسوم في الشكل (3.11) . لاحظ أن تركيز الالكترونات يهبط للصفر عند جدران الأنبوب . ولاحظ كذلك أنه يمكن الحصول على معادلة توازن الأيونات باستخدام شرط كون معدل توليد زوج إلكترون - أيون يساوي معدل إعادة اتحاد إلكترون - أيون عند جدران الأنبوب .

إن هذه المعادلة تؤدي إلى علاقة بين درجة حرارة الالكترونات  $T_e$  (والتي قيمتها تحدد معدل التأين) وحاصل الضرب  $pR$  فقط . وحاصل ضرب  $pR$  (الذي قيمته ، عبر تأثيرها على الانتشار ، تحدد معدل إعادة الاتحاد) . وعلى هذا فإنه لغاز معين ينتج أن  $T_e$  تابع لـ  $pR$  فقط . ومن هنا فإن معادلة التوازن الأيوني تؤدي إلى علاقة بين  $T_e$  و  $pR$  مثلما معادلة توازن الطاقة تؤدي إلى علاقة بين  $T_e$  و  $E'/P$  . (راجع المعادلة 3.23) . إن النتائج العملية قد أوضحت أن نظرية شوتكي تصح في ليزرات الغاز الخامل التي تتضمن ذرات متعادلة وفي ليزرات أيونات الغاز الخامل عند الضغوط العالية . ومن المفيد أيضاً أن نشير إلى أن التغير النصف قطري لكثافة إلكترونات في التفريغ بشكل شبيه بتابع بسل ، قد أعطى نتائج دقيقة للتوزيع نصف القطري لانقلاب الإسكان في ليزر  $CO_2$  .

عندما يصبح متوسط المسار الحر للأيون مقارباً لنصف قطر الأنبوب (كما هي الحال في ليزرات الغازات الأيونية ذوات الضغوط المنخفضة) ، فإن الالكترونات

والأيونات ستصل جدران الأنبوب بالحركة الحرة بدلاً من عن طريق الانتشار . وفي هذه الحالة علينا استخدام نموذج السقوط الحر المقدم من قبل تونكرز ولنكموير في البلازما .



الشكل 3.11  
التغير الشعاعي لكثافة الإلكترونات لغاز محصور في أنبوب أسطواني (تفريغ ضوي) :  
(a) نظرية تونكرز (غاز ذو ضغط عالي) (b) نظرية تونكرز - لنكموير (غاز ذو ضغط منخفض)

في هذه الحالة فإن التوزيع نصف القطري للإلكترونات في التفريغ ، مع أنها لا تمثل بتابع بسل ، ما زال لها شكل جرسى (الشكل 3.11) . لاحظ كذلك أن معادلة التوازن الأيوني تؤدي هنا كذلك إلى علاقة بين درجة حرارة الإلكترونات وحاصل الضرب  $pR$  .

عندما يتم إثارة الغاز بإمرار تيار بصورة مستعرضة بالنسبة لمحور المجاوبة (كما هي الحال مثلاً عند استخدام قطبين على طول محور المجاوبة) ، فإنه ليس من السهل الحصول على علاقة يُعتمد عليها للتوزيع المكاني لمعدل الضخ . والحقيقة هي أن التوزيع يتأثر بشكل القطبين ، وبالشكل الهندسي للمصادر المساعدة للتأين المستعملة في بعض الأحيان ، وبطريقة تدفق مزيج الغاز في غرفة التفريغ . وثمة قياسات عملية على انقلاب الإسكان قد أوضحت وجود توزيع ضخ غير منتظم وغير متناظر في هذا النوع من التوزيع (إذ من المألوف ملاحظة تباين في معدل الضخ مقداره 50% من المركز إلى محيط قناة التفريغ)

### 3.3.3 كفاءة الضخ Pumping Efficiency :

كما قد تبين من المناقشة السابقة أن الضخ الكهربائي للذرات الغازية عملية معقدة جداً ، وأنه بصورة عامة لا يمكن الحصول هنا (كما حصلنا عليه في حالة الضخ الضوئي) على صيغة محددة لمعدل الضخ . إلا أنه ، مثل ما هو عليه في الضخ الضوئي يمكننا في المسألة الحالية أيضاً تعريف كفاءة ضخ إجمالية  $\eta_p$  على أنها النسبة بين القدرة الدنيا المطلوبة لإنتاج انقلاب إسكاني معين (أي  $N_g V \hbar \omega_p < W_p >$  ، إذ  $< W_p >$  متوسط قيمة  $W_p$  في حجم التفريغ  $V$  وأن  $\hbar \omega_p$  طاقة المستوى الليزري العلوي) إلى الطاقة الكهربائية  $P$  الداخلة إلى التفريغ . وعلى هذا يمكننا الكتابة :

$$< W_p > = \eta_p \frac{P}{V N_g \hbar \omega_p} \quad (3.25)$$

لاحظ أننا افترضنا هنا أن مستوى ضخ واحد فقط (طاقته  $\hbar \omega_p$ ) يكون له دور ولذا يختلف تعريف  $\eta_p$  قليلاً عما هو عليه في الضخ الضوئي (وازن المعادلتين (3.25) و (3.15) . إن حسابات  $\eta_p$  متوفرة في المراجع لعدد محدود من مزيج

الغازات ذوات الأهمية الخاصة . ونشير بصورة خاصة إلى أنه في حالة المزيج الغازي  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} (1:1:8)$  وعند متوسط طاقة الإلكترونات يساوي

1 eV ، فإن قيمة  $\eta_p$  يمكن أن تكون كبيرة لغاية 70% .

### 3.3.4 الإثارة بواسطة نقل طاقة (قرب) تجاوبي

#### Excitation by (Near) Resonant Energy Transfer

هذه الظاهرة يمكن وصفها كذلك بواسطة مقطع عرضي تصادمي مناسب

$\sigma_{AB}$

$$\left( \frac{dN}{dt} \right)_{AB} = N_A N_B v \sigma_{AB} \quad 3.26$$

إذ إن  $(dN/dt)_{AB}$  معدل الانتقالات في وحدة الحجم للعملية (3.17) ،  $N_A$  و  $N_B$  إسكان الذرات A في السوية العليا و إسكان الذرات B في السوية السفلى ، و  $v$  السرعة النسبية للذرتين . ولحالة غاز درجة حرارته T يجب أخذ متوسط  $v \sigma_{AB}$  على توزيع السرعة .

إن تصرف  $\sigma_{AB}$  كنابع لنقص الطاقة  $\Delta E$  بين السويتين يستحق بعض الملاحظات . بما أننا ندرس عملية تجاوبية فن توقع أن  $\sigma_{AB}(\Delta E)$  تابع حاد لـ  $\Delta E$  ، تقع ذروته ، بطبيعة الحال ، عند  $\Delta E = 0$  . إن ما يحدث فيزيائياً في خلال عملية الإثارة هذه هو أنه عندما تقترب الذرة A من الذرة B فإن الأخيرة ستتأثر بطاقة كامنة أما من نوع تجاوبي (لاحظ الشكل 2.22) أو من نوع تنافري . سوف نعبر عن هذا الجهد بالتابع  $U(r, R)$  ذلك أن  $r$  تشير إلى إحداثيات الإلكترون و  $R$  تشير إلى الإحداثيات النووية للنظام من الذرتين (راجع البند 2.9.3) . إن الحركة النسبية للذرتين (أي  $R = R(t)$ ) تؤدي إلى جهد متغير مع الزمن  $U(r, t)$  . إن هذا الحد يعمل

كتابع هاملتون معتمداً على الزمن  $H_u(r, t)$  ، التي تربط معاً الحركات الانتقالية والداخلية للنظام من الذرتين . إن حسابات الاضطراب المعتمدة على الزمن تؤدي إلى مقطع عرضي للانتقال  $\sigma_{AB}$  بالصيغة :

$$\sigma_{AB} \propto \left| \int_{-\infty}^{+\infty} H_u'(t) \exp(i\omega_{if}t) dt \right|^2 \quad (3.27)$$

إذ إن  $H_u'(t) = \int \psi_f^*(r) \chi_u(r, t) \psi_i(r) dr$  عنصر مصفوفة الانتقال من الحالة الابتدائية  $\psi_i$  (فيها الصنف A في الحالة الأرضية والصنف B في الحالة المثيجة) . في المعادلة (3.27) تتحدد  $\omega_{if}$  بالعلاقة  $\omega_{if} = \Delta E / \hbar$  ، إذ إن  $\Delta E$  هو نفس الطاقة للعملية التجاوبية (لاحظ الشكل 3.9) . وعلى هذا فإن المقطع العرضي لنقل الطاقة  $\sigma_{AB}$  يتناسب مع طيف القدرة  $|H_u(\omega_{if})|^2$  المحدد بعنصر مصفوفة  $H_u'(t)$  عند التردد  $\Delta E / \hbar$  . وفي هذا يمكننا القول إن  $\sigma_{AB}$  تتحدد بتحويل فورييه  $U(r, \omega)$  للجهد المعتمد على الزمن  $U(r, t)$  عند التردد  $\omega_{if}$  المطلوب لإنجاز عملية الانتقال .

وبما أن من المتوقع أن تختلف  $U(r, t)$  من الصفر فقط لفترة زمنية محدودة زمن التصادم  $\Delta\tau_c$  (المعطاة بالمعادلة 2.101) ، فإن من المتوقع أن يكون لتحويل فورييه حزمة من ترددات عرضها محدود  $1 / \Delta\tau_c$  . وبصيغة أدق يمكن الإثبات أنه في حالة التصادمات الشائبة فإن تغير كل من  $|H_u'(v)|^2$  و  $\sigma_{AB}$  مع التردد له الصيغة -  $\exp(-v\Delta\tau_c)$  . ومن هنا تكون  $\sigma_{AB}$  كبيرة بفعل التجاوب في منطقة عرضها  $\Delta E_r$  لنقص الطاقة  $\Delta E$  ، إذ أن :

$$\Delta E_r = \frac{h}{\Delta\tau_c} \quad (3.28)$$



وفي حالة  $N_e$  لدينا  $\Delta\tau_c \cong 10^{-13}$  s (راجع المعادلة (2.101)) ، وبذلك نجد من المعادلة (3.28) أن  $\Delta E_r = 0.006$  eV . لاحظ أن هذه القيمة أصغر بكثير من  $0.025$  eV  $\cong kT$  عند درجة حرارة الغرفة . وفي حالة نقص طاقة  $\Delta E$  أصغر من  $\Delta E_r$  يمكن أن تكون  $\sigma_{AB}$  كبيرة بحدود  $10^{-14}$  cm<sup>2</sup> . لذا نجد أن تصادمات قريبة من التجاوب يمكن أن تكون طريقة انتقائية مناسبة لزيادة إسكان سوية معينة .

## مسائل

3.1 قضيب ياقوتي قطره 6.3 mm قد ضخ بواسطة مصباح وميضى حلزوني قطره حوالي 2 cm . احسب كفاءة نقل الضخ .

3.2 قضيب ليزري في غرفة ضخ إهليلجية أسطحه الجانبية محدثة لحد الخشونة وذلك للحصول على توزيع ضخ منتظم . افرض أن قطري المصباح الوميضى والقضيب متساويان . دع  $I_\lambda$  الشدة الطيفية للمصباح و  $S$  السطح الجانبي و  $V$  حجم المادة الفعالة . وعلى فرض انتشار شعاعي فقط للأشعة أثبت أن متوسط معدل الضخ يساوي :

$$W_p = \frac{\eta_t}{N_g V} \int \eta_q (1 - e^{-2\alpha R}) \frac{S I_\lambda}{\hbar \omega} d\lambda = \frac{S \eta_t}{N_g V} \int \eta_q (e^{\alpha R} - e^{-\alpha R}) e^{-\alpha R} \frac{I_\lambda}{\hbar \omega} d\lambda$$

أثبت أنه إذا افترضنا  $\exp(\alpha R) - \exp(-\alpha R) \cong 2\alpha R$  وأن  $\exp(-\alpha R) \cong f_1$  فإن الصيغة المذكورة في أعلاه تتحول إلى صيغة المعادلة (3.13) .

3.3 استخدم المعادلتين (3.14) و (3.15) بإثبات أن

$$\eta_p = 2\eta_i \eta_r \int \eta_q \alpha R \langle f_1 \rangle (\lambda / \lambda_0) g_\lambda d\lambda$$

إذ إن  $\langle f_1 \rangle$  متوسط  $f_1$  في كل مقطع القضيب .

3.4 أثبت أن الكفاءة الكمومية للطاقة  $\eta_{pq}$  تساوي :

$$\eta_{pq} = \frac{\int W_p N_g \hbar \omega_0 dV}{\int (dP_\lambda / dV) d\lambda dV}$$

إذ إن التكامل الحجمي هو على كل حجم القضيب . وباستخدام المعادلات (3.11) و (3.14) و (3.2) أثبت أن :

$$\eta_{pq} = \frac{f \int \eta_q \sigma < f_1 > (\lambda / \lambda_0) g_\lambda d\lambda}{\int \sigma < f_1 > g_\lambda d\lambda}$$

ذلك أن  $< f_1 >$  هو متوسط  $f_1$  على كل المقطع العرضي للقضيب .

3.5 استخدم نتائج المسألتين (3.3) و (3.4) أثبت أن  $\eta_p = \eta_i \eta_r \eta_{pq} \eta_a$  إذ إن كفاءة الامتصاص  $\eta_a$  هي :

$$\eta_a = 2 \int aR < f_1 > g_\lambda d\lambda$$

3.6 استخدم صيغة  $W_p$  في المسألة (3.2) للإثبات أنه في حالة أشعة منتشرة

شاعياً أن  $\eta_{pq} = \int \eta_q h(\lambda) (\lambda / \lambda_0) g_\lambda d\lambda / \int h(\lambda) g_\lambda d\lambda$  وأن  $\eta_a = \int h(\lambda) g_\lambda d\lambda$  ذلك أن  $h(\lambda) = 1 - \exp(-2\alpha R)$  .

3.7 احسب باستخدام الشكل (3.8) قيمة  $< f_1 >$  لكل قيمة لـ  $\alpha R$  .

## الفصل الرابع

### المجاوبات الضوئية غير الفعالة

#### 4.1 المقدمة

#### 4.2 المجاوبة ذات المرايا المستوية - المتوازية

##### 4.2.1 المعالجة التقريبية لشاولو وتاونس

##### 4.2.2 معالجة فوكس ولي

#### 4.3 المجاوبة المتحدة المخارق

#### 4.4 المجاوبة الكروية العامة

#### 4.5 المجاوبات غير المستقرة

#### مسائل

## المجاوبات البصرية غير الفعالة

### Passive Optical Resonators

#### 1.4 المقدمة Introduction :

هذا الفصل يعالج نظرية المجاوبات البصرية غير الفعالة passive . إن الذي نعينه بالمجاوبة غير الفعالة هو ذلك التجويف الذي يتكون من سطوح عاكسة ويحتوي على وسط عازل متجانس وموحد الخواص في جميع الاتجاهات isotropic . لقد عرفنا النمط في البند ( 2.1 ) بأنه هيئة مستقرة للحقل الكهرمغناطيسي الذي يحقق كلا من معادلات ماكسويل والشروط الحدودية . ويمكن كتابة الحقل الكهربائي لهذا النمط بالآتي :

$$E(r, t) = E_0 u(r) \exp(i\alpha x) \quad (4.1)$$

إذ إن  $\omega/2\pi$  تردد النمط mode frequency . إن المجاوبات المستعملة في حقل الليزر تختلف عن تلك المستعملة في حقل الأمواج الميكروية microwave في مظهرين أساسيين : (أ) المجاوبات الليزرية تكون عادة مفتوحة أي لا يستعمل فيها سطح جانبي . (ب) أبعاد المجاوبة البصرية تكون أكبر بكثير من طول موجة الليزر نظراً لأن الطول الموجي لليزر يتراوح عادة بين جزء من الميكرون إلى بضع عشرات من الميكرون .

فالمجاوبة بأبعاد تقابل هذه الأطوال الموجية سيكون لها ربح ضعيف جداً مما لا يسمح للتذبذب الليزري بالحدوث . إن الخواص (أ) و (ب) المبينة في أعلاه لها تأثير

كبير على الطريقة التي تعمل بها المجاوبة البصرية . فمثلاً إن كون المجاوبة البصرية مفتوحة يعني أن لكل نمط للمجاوبة بعض الخسائر المتعذر تجنبها . هذه الخسائر ناتجة عن حيود الحقل المغناطيسي . وهذا يؤدي إلى هروب جزء من الطاقة من جوانب المجاوبة . وهذه الخسائر تعرف بخسائر الحيود diffraction losses . ولهذا ولهدف الدقة فإن تعريف النمط المعطى بالمعادلة (4.1) لا يمكن تطبيقه في حالة المجاوبة البصرية المفتوحة . والأنماط الحقيقية (أي الأشكال المستقرة Stationary configuration) لا وجود لها في مثل هذه المجاوبة . وسنرى أن الموجات الكهرمغناطيسية المستقرة التي تكون خسائرها قليلة جداً وتوجد فعلاً في المجاوبة المفتوحة . وبذلك نستطيع تعريف النمط (وفي بعض الأحيان يطلق عليه شبه النمط quasi mode) على أن صيغة كهرمغناطيسية يتغير حقلها الكهربائي وفق المعادلة :

$$E(r,t) = E_0 u(r) \exp[(-t/2\tau_c) + i\omega t] \quad (4.2)$$

إذ إن  $\tau_c$  (زمن الانحلال لمربع سعة الحقل الكهربائي) ويطلق عليه كذلك زمن انحلال فوتون المجاوبة .

وكما سنرى لاحقاً أن الخاصية (ب) تعني أن الترددات التجاوبية للمجاوبة تكون متقاربة جداً . والواقع هو أنه وفقاً للمعادلة (2.14) فإن عدد أنماط المجاوبة  $N$  ضمن عرض خط ليزري  $\Delta\nu_0$  تتحدد بالعلاقة  $N = 8\pi\nu^2 V \Delta\nu_0 / c^3$  ومثال على ذلك أننا إذا افترضنا :  $\nu = 5 \times 10^{14} \text{ Hz}$  (مركز الطيف المرئي) و  $V = 1 \text{ cm}^3$  و  $\Delta\nu_0 = 1.7 \times 10^9 \text{ Hz}$  عرض خط دوبلر  $0.6238 \mu\text{m}$  للنيون . راجع المعادلة (2.14) فسنحصل على عدد الأنماط  $N \approx 4 \times 10^8$  أما إذا كانت المجاوبة مغلقة فإن جميع هذه الأنماط ستكون لها خسائر متشابهة وإذا استعملت مثل هذه المجاوبة في الليزر فسيحدث التذبذب عند عدد كبير جداً من الأنماط . وهذا غير مرغوب فيه لأن

إصداراً لليزر سيكون على مدى طيفي واسع وفي جميع الاتجاهات . وإلى حد كبير يمكن التغلب على هذه المشكلة باستعمال مجاوبة مفتوحة . إذ في مثل هذه المجاوبات عدد قليل فقط من الأنماط تقابل انطباق الأمواج التي تسير موازية تقريباً لمحور المجاوبة تكون خسائرها قليلة بحيث تسمح للتذبذب الليزري . أما بالنسبة للأنماط الأخرى فإن أمواجها ستفقد تقريباً كلياً بعد عبور واحد خلال المجاوبة . وهذا هو السبب الأساس لاستعمال المجاوبات المفتوحة في الليزرات . ومع أن عدم وجود السطوح الجانبية للمجاوبة تعني عدداً قليلاً من الأنماط التي يمكن تذبذبها، فإن عدد الأنماط المتذبذبة ما يزال قابلاً لأن يزيد كثيراً عن الواحد كما سنرى فيما بعد.

إن أكثر المجاوبات الليزرية استعمالاً تتكون إما من مرآيا مستوية ، أو كروية على شكل مستطيل (واغلب الأحيان على شكل دائري) مفصولة بمسافة معينة  $L$  وهي نموذجياً يتراوح طولها  $L$  بين بضعة سنتيمترات إلى بضعة عشرات من السنتيمترات على حين تتراوح أبعاد المرآة بين جزء من السنتيمتر إلى عدة سنتيمترات . ومن بين الأنواع المختلفة نخص بالذكر النماذج الآتية :

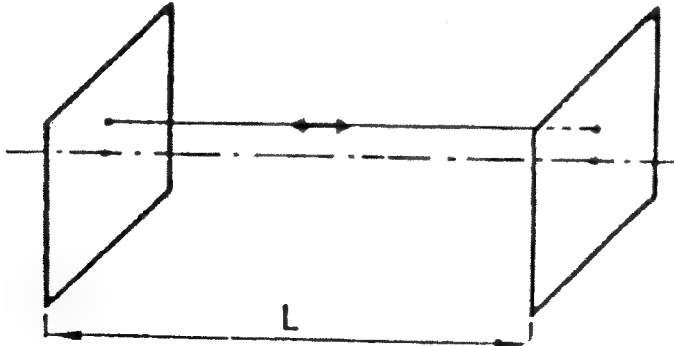
(أ) المجاوبة ذات المرآيا المستوية المتوازية (أو فابري بيرو)

## Plane - Parallel (or Fabry perot) resonator

تتكون هذه المجاوبة من مرآتين مستويتين و متوازيتين (الشكل 4.1) كتقريب أولي فإن أنماط هذا المجاوبات يمكن تصورها بأنها تتكون من تطابق موجتين كهرومغناطيسيتين تسيران باتجاهين متعاكسين على طول محور المجاوبة ، كما هو مبين تخطيطياً في الشكل (4.1) . وضمن هذا التقريب فإن الترددات التجاوبية يمكن الحصول عليها إذا تحقق الشرط وهو أن طول المجاوبة  $L$  يجب أن يساوي عدداً صحيحاً من أنصاف الأطوال الموجية أي أن  $L = n(\lambda/2)$  إذ إن  $n$  عدد صحيح

موجب . وهذا الشرط ضروري لجعل الحقل الكهربائي للموجة الكهرومغناطيسية المستقرة يساوي الصفر عند المرآتين . وعليه فإن الترددات التجاوبية تعطي بالعلاقة :

$$v = n(c/2L) \quad (4.3)$$



شكل 4.1

مجاوبة ذات مرآيا متوازية مستوية

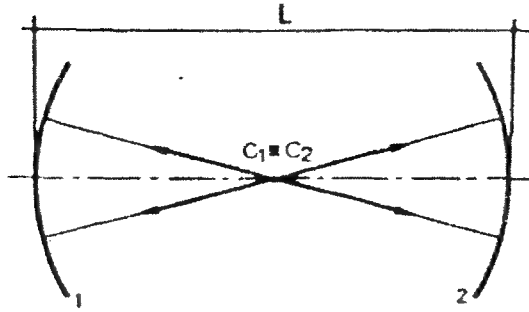
ومن المهم ملاحظته أن العلاقة المذكورة في أعلاه يمكن الحصول عليها أيضاً بشرط أن تكون إزاحة الطور للموجة المستوية الناتج عن الجولة الواحدة (رحلة ذهاب وإياب واحدة للحقل one - round trip) خلال المجاوبة تساوي عدداً صحيحاً مضروباً في  $2\pi$  ، أي أن  $2kL = 2n\pi$  . ومن البديهي الحصول على هذا الشرط إذا تساوى تردد الموجة المستوية مع تردد نمط المجاوبة . عند ذلك تكون إزاحة الطور بعد جولة واحدة تساوي الصفر (عدا مضاعفات  $2\pi$ ) ، إذ إن في هذه الحالة فقط ستضاف السعات الناشئة عن الانعكاسات المتعاقبة التي تكون بنفس الطور إلى بعضها لتعطي مجالاً ذا قيمة عالية .



## (ب) المجاوبة المتحدة المركز (أو الكروية)

### Concentric (or spherical) Resonator

تتكون هذه المجاوبة من مرآتين كرويتين نصف قطر كل منهما  $R$  ؛ ومفصولتين بمسافة  $L$  بحيث أن مركز التكور للمرآة الأولى  $C_1$  ينطبق على مركز التكور  $C_2$  للمرآة الثانية (أي  $L = 2R$ ) شكل (4.2) . إن هذا الشكل أيضاً وصف الأنماط بصورة هذه المجاوبة بالاستناد إلى البصريات الهندسية . في هذه الحالة تتكون الأنماط بصورة تقريبية من تطابق موجتين كرويتين تبدآن من النقطة  $C$  وتسيران باتجاهين متعاكسين . ونستطيع من تطبيق التحليلات المذكورة في أعلاه أن نحصل على المعادلة (4.3) لتحديد الترددات التجاوبية في هذه الحالة .



الشكل 4.2

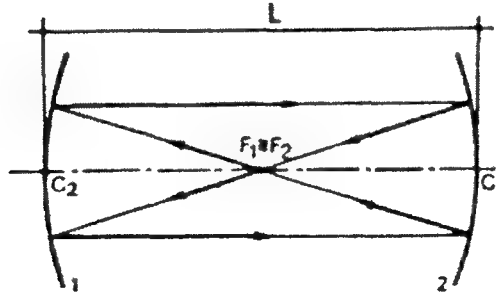
مجاوبة متحدة المركز

### (ج) المجاوبة المتحدة المحارق Confocal Resonator

تتكون هذه المجاوبة من مرآتين كرويتين الشكل (4.3) نصف قطر التكور لكل منهما  $R$  ، ومفصولتين بمسافة  $L$  بحيث أن محرق المرآة الأولى  $F_1$  منطبق على محرق المرآة الثانية  $F_2$  ، أي أن مركز التكور لإحدى المرآتين يقع على سطح المرآة الثانية

(أي  $L = R$ ) وتطبيق البصريات الهندسية يمكننا رسم مسار بصري مغلق كما هو مبين في الشكل 4.3 . إن هذا المسار لا يعطي أية دلالة على شكل النمط .

وكما سنرى ، في الواقع أن شكل هذا النمط ليس بالإمكان وصفه بالموجات المستوية أو الموجات الكروية . ولهذا فإن الترددات التجاوبية لا يمكن أن توصف بسهولة وفقاً للبصريات الهندسية .



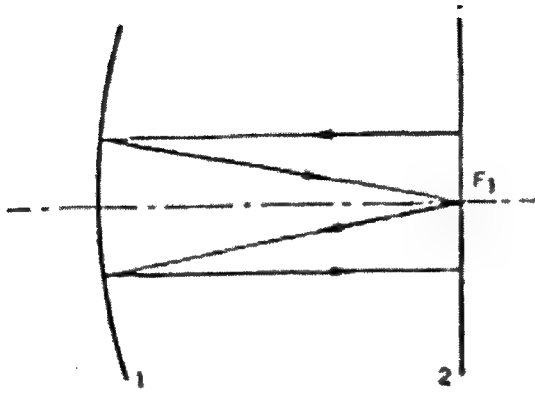
الشكل 4.3

مجاوبة متحدة المحرق

(د) مجاوبة متكونة من مرآة مستوية ومرآة كروية

### Resonators using a combination of plane and spherical mirror

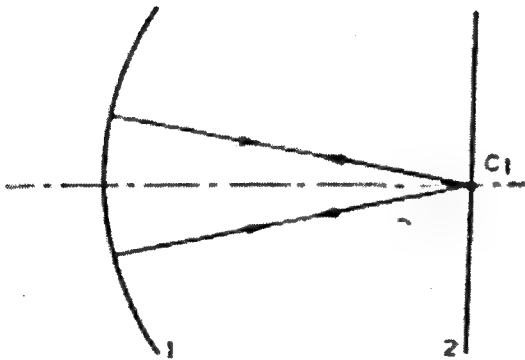
أمثلة على هذه المجاووبات بينها الشكل (4.4) (الذي يمثل مجاوبة نصف متحدة المحرق hemicaonfocal resonator) والشكل (4.5) (الذي يشكل مجاوبة نصف كروية hemispherical) . وتستعمل غالباً أيضاً مجاووبات متشكلة من مرآتين كرويتين لهما نفس نصف قطر التكور  $R$  ومفصولتين بمسافة  $L$  ، بحيث إن  $R < L < 2R$  (أي حد وسط بين المجاوبة المتحدة المحرق والمتحدة المركز) ، وكذلك يمكن أن يكون  $L < R$  . ففي هذه الحالات ليس من الممكن استخدام وصف الشعاع ارتداد على نفسه بعد اجتياز واحد أو بضعة اجتيازات داخل المجاوبة .



الشكل 4.4

مجاوبة نصف متحدة المحرق

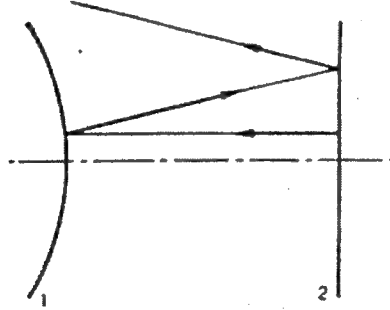
إن جميع المجاووبات التي مر ذكرها يمكن عدها أمثلة خاصة لمجاوبة عامة تتكون من مرآتين كرويتين بأنصاف أقطار تكور مختلفة (إما موجبة أو سالبة) ومفصولتين بمسافة اعتباطية  $L$ . إن المجاووبات المتنوعة يمكن تقسيمها على صنفين، هما: المجاووبات المستقرة *stable resonators* والمجاووبات غير المستقرة *unstable resonators*. ففي المجاووبات غير المستقر، إذا ارتد شعاع اعتباطي ذهاباً وإياباً بين المرآتين فسوف يتفرق بصورة غير محدودة بعيداً عن محور المجاوبة والشكل 4.6 يوضح مثلاً لمجاوبة غير مستقرة. وعلى العكس من ذلك المجاوبة المستقرة إذ يبقى الشعاع فيها مقيداً داخل المجاوبة.



الشكل 4.5

مجاوبة نصف كروية

إن الغرض من البنود الآتية من هذا الفصل هو حساب أشكال النمط والترددات التجاوبية العائدة لها وخسائر الخيود لمعظم المجاوبات المستعملة .



الشكل 4.6

مثال مجاوبة غير مستقرة

## 4.2 المجاوبة ذات المرايا المستوية - المتوازية :

### Resonator: Plane - parallel

#### 4.2.1 المعالجة التقريبية لشاولو وتاونس

#### Approximate Treatment of Schawlow and Townes

إن أول دراسة للمجاوبة ذات المرايا المستوية المتوازية قد ظهرت في الأبحاث الكلاسيكية لشاولو وتاونس اللذين اقترحا توسيع دراسات الميزر لتشمل مجال الترددات البصرية Optical frequency ، وقدمتا معالجة تقريبية مشاهمة لتلك المستعملة في المجاوبات المستطيلة الشكل والمغلقة ، التي حلولها معروفة جيداً (راجع الفقرة 2.1).

قبل تقديم معالجة شاولو وتاونس يجب أن نتذكر أن مركبات الحقل الكهربائي للأنماط في المجاوبة المستطيلة الشكل كما في الشكل 2.1 وهم :

$$\begin{aligned} E_x &= e_x \cos k_x x \sin k_y y \sin k_z z \sin \omega t \\ E_y &= e_y \sin k_x x \cos k_y y \sin k_z z \sin \omega t \\ E_z &= e_z \sin k_x x \sin k_y y \cos k_z z \sin \omega t \end{aligned} \quad (4.4)$$

إذ إن  $k_z = n\pi/L$  ،  $k_y = m\pi/2a$  ،  $k_x = l\pi/2a$  أعداد صحيحة موجبة وأن الترددات التجاوية تعطى بالعلاقة :

$$\nu = \frac{c}{2} \left[ \left( \frac{n}{L} \right)^2 + \left( \frac{m}{2a} \right)^2 + \left( \frac{l}{2a} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.5)$$

لاحظ أن المعادلة (4.4) يمكن وضعها بالصيغة المعقدة Complex form وذلك بالتعبير عن تابع الجيب والتجيب بالتتابع الأسية exponential function . عندئذ فإن كل مركبة من المركبات الحقل الكهربائي يمكن التعبير عنها كمجموع ثمان حدود بحسب الصيغة الآتية :

$\exp[i(\pm k_x x \pm k_y y \pm k_z z - \omega t) + c.c.]$  ، أي على شكل مجموع ثمانية موجات مستوية تنتشر باتجاه متجهات الموجة wave vectors الثمانية ذات المركبات  $\pm k_x$  و  $\pm k_y$  و  $\pm k_z$  . إن تجيب الاتجاه direction cosines لهذه المتجهات هي إذن  $\pm(l\lambda/4a)$  و  $\pm(m\lambda/4a)$  و  $\pm(n\lambda/2L)$  ، إذ أن  $\lambda$  الطول الموجي للنمط المعين . إن تراكب هذه الموجات المستوية الثمانية تشكل الموجة المستقرة أو الواقفة في المعادلة (4.4) .

لقد فرض شاولو وتاونس ضمن تقريب مناسب أن أنماط المجاوبة المفتوحة في الشكل (4.1) يمكن وصفها بأنماط تجويف متوازي مستطيلات في الشكل 2.1 بشروط أن  $n \ll (l, m)$  (نحصل على المجاوبة في الشكل 4.1 من التجويف في الشكل 2.1 بعد إزالة السطح الجانبي) . وسبب هذا الافتراض يمكن إدراكه إذا لاحظنا مما تقدم أن أنماط هذا التجويف تتكون من تراكب موجات مستوية مائلة بزوايا صغيرة مع محور z للتجويف . ولذلك فإن إزالة السطوح الجانبية لا يحدث تغيراً كبيراً لهذه الأنماط .

ومن ناحية ثانية ، نجد أن الأنماط التي تكون فيها قيم  $l$  و  $m$  كبيرة بالمقارنة مع  $n$  ، تتأثر كثيراً بإزالة جوانب التجويف ويكون لهذه الأنماط خسائر كبيرة ناتجة عن الانعراج ولهذا فسوف لا تؤخذ بعين الاعتبار .

وعلى فرض أن  $n \gg (l, m)$  فالترددات التجاوبية للمجاوبة المتوازية المستويات يمكن الحصول عليها من المعادلة (4.5) وذلك بنشر الجذر التربيعي على شكل سلسلة هندسية ، حيث يكون لدينا :

$$\nu \cong \frac{c}{2} \left[ \frac{n}{L} + \frac{1}{2} \frac{(l^2 + m^2)}{n} \frac{L}{4a^2} \right] \quad (4.6)$$

وهذه المعادلة يمكن موازنتها بالمعادلة (4.3) التي اشتقت على أساس الحركة ذات بعد واحد . ويوجد في المجاوبة نمط محدد ذو تردد تجاوبي محدد لكل من القيم الثلاث  $l$  و  $m$  و  $n$  .

إن فرق التردد بين نمطين لهما نفس القيم  $l$  و  $m$  ولكن  $n$  تختلف بواحد هو :

$$\Delta \nu_n = c/2L \quad (4.7)$$

ومن الممكن إيجاد بصورة مباشرة من المعادلة (4.6) إن هذين النمطين يختلفان فقط في شكل توزيع حقلتهما على طول المحور  $z$  (أي طولياً) . ولهذا السبب  $\Delta \nu_n$  غالباً ما يشار إليه بفرق التردد بين نمطين مستعرضين Transverse mode متتاليين هو:

$$\Delta \nu_m = \frac{cL}{8na^2} \left( m + \frac{1}{2} \right) \quad 4.8$$

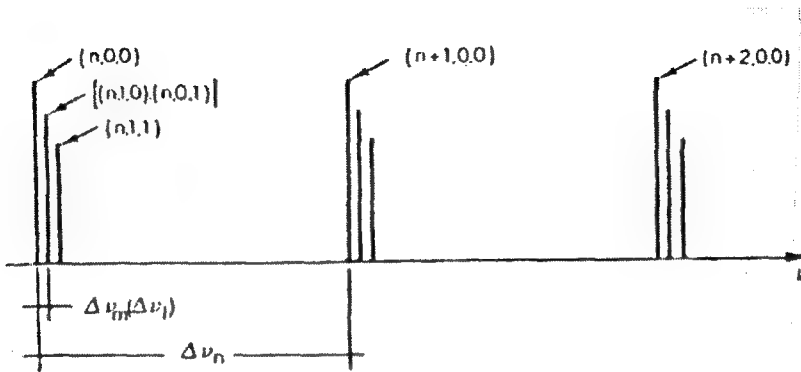
ولقيم نموذجية لـ  $L$  فإن  $\Delta \nu_n$  بحدود بضعة مئات من الميغاهرتز ، على حين  $\Delta \nu_m$  (أو  $\Delta \nu_l$ ) هي بحدود بضعة ميغاهرتز .

الشكل 4.7 يبين طيف التردد لمحاوبة ذات مرايا مستوية متوازية . لاحظ أن الأنماط التي لها نفس قيمة  $n$  ، ولكن بقيم مختلفة لـ  $l$  و  $m$  التي تحقق الشرط .  
 $L^2 + m^2 = \text{ثابت}$  لها نفس التردد ، لهذا يقال إنه يوجد انطباق ترددي  
 . frequency degenerate

لم نأخذ حتى الآن بالاعتبار خسائر المحاوبة و قد افترضنا أيضاً أن الترددات التجاوبية للمحاوبة غير متناهية بالضيق (عرضها الطيفي مهمل) . والواقع كما أشرنا إليه سابقاً فإن للمحاوبة البصرية خسائر ناشئة عن الانعراج لا يمكن تفاديها . وعلى هذا يمكن تمثيل النمط كما في المعادلة (4.2) ، وهذا يعني أن تجاوب النمط له عرض خط Linewidth (FWHM) يعطي بالمعادلة :

$$\Delta\omega_c = 1/\tau_c \quad (4.9)$$

ويمكن برهنة هذه العلاقة بأخذ تحويل فورييه Fourier transform للمعادلة (4.2) .



الشكل 4.7

الترددات التجاوبية لمحاوبة بصرية ذات مرايا مستوية متوازية

## 4.2.2 معالجة فوكس ولي Fox and Li treatment :

قدمت دراسة أكثر دقة لمحاولة ذات مرايا مستوية متوازية من قبل فوكس ولي اللذين درسا المسألة تحت ما يسمى بالتقريب العددي scalar approximation الذي غالباً ما يستعمل في موضوع البصريات ، فافترضنا أن الحقل الكهرمغناطيسي تقريباً مستعرض ومنتظم الاستقطاب (مثلاً استقطاب خطي أو دائري) . عندئذ يمكن وصف الحقل الكهرمغناطيسي بكمية غير متجهة scalar  $U$  ، تمثل على سبيل المثال سعة الحقل الكهربائي (أو الحقل المغناطيسي). إذا فرضنا  $U_1$  تمثل توزيعاً اعتباطياً للحقل على المرآة 1 في شكل (4.8) فإن هذا الحقل سيحدث حقلاً على المرآة 2 نتيجة الانعراج ، واستناداً إلى تكامل الانعراج لكيرشوف Kirchhoff diffraction integral . فإن الحقل  $U_2(P_2)$  عند نقطة عامة  $P_2$  على المرآة 2 يعطى بالعلاقة الآتية:

$$U_2(P_2) = -\frac{1}{2\lambda} \int_1 \frac{U_1(P_1) \exp(ikr)(1 + \cos \theta)}{r} dS_1 \quad (4.10)$$

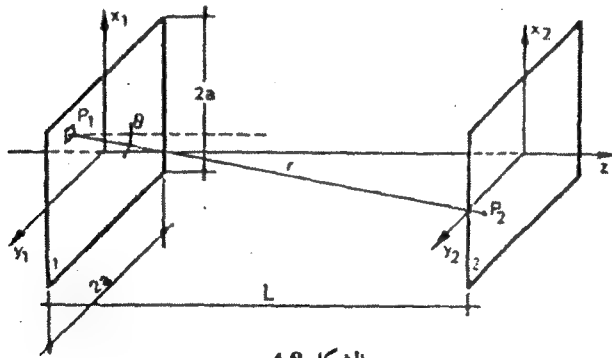
إذ إن  $r$  هي المسافة بين النقطتين  $P_1$  و  $P_2$  و  $\theta$  هي الزاوية بين  $P_1P_2$  والعمود على السطح عند النقطة  $P_1$  ،  $dS_1$  عنصر السطح حول النقطة  $P_1$  و  $k = 2\pi/\lambda$  . إن التكامل في المعادلة (4.10) يجب أن يحسب على كل السطح 1 .

دعنا نأخذ بعين الاعتبار التوزيع  $U$  العائد لنمط المحاورة بدل التوزيع العلم  $U_1$  . في هذه الحالة إذا كانت المرآتان متماثلتين فإن توزيع الحقل على المرآة 2 كما هو محسوب من المعادلة (4.10) يجب أيضاً أن يساوي  $U$  ، عدا وجود عامل ثابت . واستناداً للمعادلة (4.10) يكون لدينا :

$$\sigma U(P_2) = -\frac{1}{2\lambda} \int_1 \frac{U(P_2) \exp(ikr)(1 + \cos \theta)}{r} dS_1 \quad (4.11)$$



حيث  $\sigma$  عدد ثابت ، والمعادلة (4.11) هي معادلة تكاملية متجانسة من النوع الثاني لفريدهولم Fredholm ، حلولها الخاصة U eigensolutions تعطي توزيع حقل نمط التجويف على المرايا .



الشكل 4.8

حساب النمط للمحاوية ذات المرايا المستوية المتوازية باستعمال تكامل انعراج كيرشوف

بما أن عامل التكامل في المعادلة (4.11) غير هيرميتي non-Hermitian فإن القيم الخاصة  $\sigma$  لا تكون حقيقية ، ونجد أن السعة والطور لهما معان فيزيائية مباشرة . إذا أخذنا  $\sigma = |\sigma| \exp(i\phi)$  فإن من الواضح أن  $\gamma_d = 1 - |\sigma|^2$  تمثل الخسارة الجزئية للقدرة والناشئة عن الانعراج لكل عبور . والكمية  $\phi$  تمثل تأخير الطور phase delay للموجة خلال انتشارها من مرآة أخرى . ويمكن فهم هذا أكثر إذا أخذنا بعين الاعتبار عامل الزمن  $\exp(i\omega t)$  الذي تم حذفه من طرفي المعادلتين (4.10) و (4.11) . والكمية  $2\phi$  تمثل تأخير الطور في الجولة الواحدة وهذا تابع لـ  $k$  ، أي أنه تابع للطول الموجي . وعندما تكون  $2\phi$  تساوي عدداً صحيحاً مضروباً في  $2\pi$  ، نحصل على الترددات التجاوية (كما نوقشت سابقاً بالنسبة للحالة البسيطة في البند 4.1) . ولهذا نلاحظ أن الحلول الخاصة للمعادلة (4.11) والقيم الخاصة eigen values العائدة لها تعطينا جميع الكميات المهمة ، أي توزيع الحقل على المرايا والترددات التجاوية

وخسائر الانعراج . طالما أن توزيع الحقل  $U$  على المرآة معروف فمن الممكن من خلال المعادلة (4.10) حساب توزيع الحقل عند أي نقطة داخل (موجات مستقرة) أو خارج (موجات متحركة traveling) للمجاورة .

وعندما يكون  $L \gg a$  ، أي عندما يكون طول المجاورة أكبر من أبعاده المستعرضة يمكن تبسيط معادلة (4.11) إلى حد بعيد . والواقع هو أننا نستطيع جعل  $\cos \theta \equiv 1$  و  $r \equiv L$  في عامل السعة التي تظهر تحت علامة التكامل. وللحصول على تعبير تقريبي ملائم لعامل الطور  $kr$  ، يمكن كتابة  $r$  بالآتي :

$$r = [L^2 + (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2]^{1/2} = L + (1/2L)[(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2] + \varepsilon \quad (4.12)$$

وذلك بفك الجذر التربيعي على شكل متسلسلة قوى . وباستطاعتنا إهمال  $\varepsilon$  باقي المتسلسلة ، بشرط أن يكون  $k\varepsilon \ll 2\pi$  . بما أن  $\varepsilon$  متسلسلة قيمتها محدودة converging series ، حدودها متناوبة في الإشارة ، فإن قيمة هذه المتسلسلة تكون أقل من الحد الأول . وعليه ولكي يتحقق الشرط  $k\varepsilon \ll 2\pi$  يكفي أن يكون  $ka^4 / L^3 \ll 2\pi$  . أو بدلالة عدد فرينل Fresnel number  $N = a^2 / L\lambda$  ، بشرط  $N \ll L^2 / a^2$  . وعلى هذا وبفرض أن  $L \gg a$  و  $N \ll L^2 / a^2$  نستطيع كتابة :

$$\exp(ikr) \equiv \exp\{[ikL + i(\pi N / a^2)][(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2]\} \quad 4.13$$

وبالاستفادة من الكميتين اللتين هما بدون وحدات :

$$\xi = (\sqrt{N} / a)x \quad (4.14)$$

$$\eta = (\sqrt{N} / a)y$$

وباستخدام المعادلة (4.13) نستطيع وضع المعادلة (4.11) في صيغة بلا وحدات

: dimensionless

$$\sigma^* U(\xi_2, \eta_2) = -i \int U(\xi_1, \eta_1) \exp[i\pi(\xi_1 - \xi_2)^2 + (\eta_1 - \eta_2)^2] d\xi_1 d\eta_1 \quad (4.15)$$

إذ قد عرفنا هنا :

$$\sigma^* = \sigma \exp(-ikL) \quad (4.16)$$

أما بالنسبة للمرايا المربعة أو المستطيلة الشكل فمن الممكن فصل المتغيرات في معادلة (4.15) . والحقيقة هي أننا نستطيع في هذه الحالة كتابة :

$$U(\xi, \eta) = U_\xi(\xi) U_\eta(\eta) \quad (4.17)$$

$$\sigma^* = \sigma_\xi^* \sigma_\eta^* \quad (4.18)$$

وبذلك فإن المعادلة (4.15) تعطينا المعادلتين الآتيتين لـ  $U_\xi(\xi)$  و  $U_\eta(\eta)$  :

$$\sigma_\xi^* U_\xi(\xi_2) = \exp[-i(\pi/4)] \int_{-\sqrt{N}}^{+\sqrt{N}} U_\xi(\xi_1) \exp[i\pi(\xi_1 - \xi_2)^2] d\xi_1 \quad (4.19a)$$

$$\sigma_\eta^* U_\eta(\eta_2) = \exp[-i(\pi/4)] \int_{-\sqrt{N}}^{+\sqrt{N}} U_\eta(\eta_1) \exp[i\pi(\eta_1 - \eta_2)^2] d\eta_1 \quad (4.19b)$$

ومن الممكن إثباته أن التابع  $U_\xi$  يعطي توزيع الحقل في المحاورة يتكون من مرآتين يبعد 2a (باتجاه x) وبطول لا نهائي (باتجاه y) (المرايا الشريطية Strip mirrors) وبنفس التفسير ينطبق على  $U_\eta$  . وسوف نطلق على التوابع الخاصة والقيم الخاصة العائدة للمعادلتين (4.19a) و (4.19b) بقيم m و l على التوالي . ولذلك ووفقا للمعادلتين (4.18) و (4.17) نحصل على :

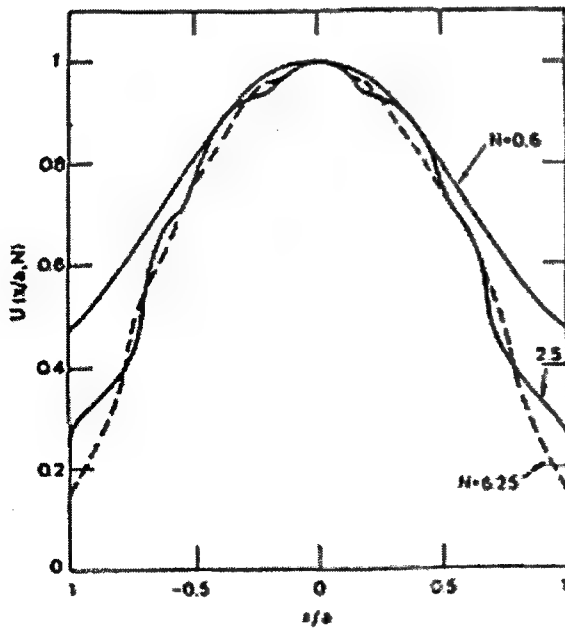
$$U_{ml}(\xi, \eta) = U_{\xi m}(\xi) U_{\eta l}(\eta) \quad (4.20)$$

$$\sigma_{ml}^* = \sigma_{\xi m}^* \sigma_{\eta l}^* \quad (4.21)$$

وفي حالة المرايا الدائرية يكون المعالجة نوعاً ما مشاةة . ونع ذلك ، فإنه في هذه الحالة يكون التعبير عن المعادلة (4.11) كتابع للإحداثيات الأسطوانية أكثر ملاءمة، بدلاً من الإحداثيات المتعامدة . ويمكن هنا أيضاً فصل المتحولات في هذا النظام الإحداثي .

ومع أن المعادلات (4.19) أسهل بكثير من المعادلات الأصلية إلا أنها ليست مطواعة للحل التحليلي . وقد حلت من قبل فوكس ولي بالحاسبة الإلكترونية لقيم عديدة لعدد فريزل  $N$  . وقد استعملنا طريقة التكرار المبينة على المناقشة التالية : دعنا نتصور موجة تسير جيئة وذهاباً داخل التجويف ونفرض أنه عند زمن معين يكون توزيع الحقل  $U_1(\xi_1)$  على المرآة 1 معروفاً . ويمكن حساب الحقل  $U_2(\xi_2)$  على المرآة 2 والنتائج من توزيع الحقل  $U_1$  من خلال المعادلة (4.19a) والواقع هو أننا إذا استبدلنا التابع  $U_1(\xi_1)$  في الطرف الأيمن من المعادلة (4.19a) بالتابع  $U_1$  ثم أجرينا عملية التكامل سنحصل على التابع  $U_2 = U_1(\xi_2)$  التي تنتج من العبور الأول . عندما  $U_2$  تكون معلومة عندئذ نستطيع حساب التوزيع الجديد للمجال على المرآة 1 الناشئة عن العبور الثاني وهكذا . لقد برهن فوكس ولي أنه بعد عدد كاف من الاجتيازات وبغض النظر عن التوزيع الابتدائي على المرآة 1 ، يصل توزيع الحقل حداً لا يحدث فيه أي تغيير من عبور إلى آخر . إن توزيع الحقل هذا سيكون الحل الخاص للمعادلة (4.19) . ويمكن استخدام هذه الطريقة أيضاً لحساب القيمة الخاصة ، ومن ثم (وكما سبق شرحه) خسارة الانعراج والتردد التجاوبي للنمط المعين ، إذا اختير التوزيع الابتدائي للحقل ليكون تابعاً زوجياً لـ  $\xi$  سوف ننتهي بنمط زوجي على حين أن الأنماط الفردية نحصل عليها باختيار توزيع المجال الابتدائي تابع فردي لـ  $\xi$  . ومثال على ذلك ، الشكل (4.9) يبين النتائج المحققة للسعة لـ  $U = U(x/a, N)$  عندما نأخذ  $U_1$  مبدئياً لتمثل توزيع حقل منتظم ومتناظر (أي  $U_1$  تساوي كمية ثابتة) وفي حال

$N = 6.25$  يتطلب حوالي 200 عبور للوصول إلى الحل المستقر كالمبين في الشكل 4.10 وبطريقة مماثلة نحصل على المرتبة الدنيا للنمط غير المتناظر عند اختيار توزيع ابتدائي منتظم وغير متناظر (أي  $U_1 = 1$  عندما  $0 < x < a$  و  $U_1 = -1$  عندما  $x < 0$ ) الشكل 4.11 يبين توزيع الحقل  $U(x/a, N)$  الناتج باستخدام الطريقة المذكورة لقيمتين من عدد فريزل .

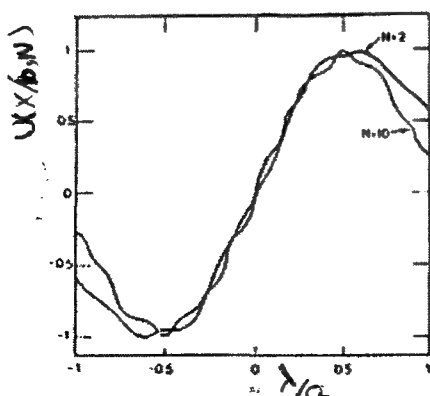


الشكل 4.9  
سعة نمط أدنى مرتبة لجأوبة ذات مرابا مستوية  
متوازية لثلاث قيم من عدد فريزل

وفقاً للمعادلة (4.20) فإن إجمالي توزيع الحقل  $U_{m1}(x, y)$  يتعين بحاصل الضرب  $U_m(x)U_1(y)$  . إن النمط الذي يعود للحالة ، التي فيها كلٌّ من  $U(x)$  و  $U(y)$  بأدنى مرتبة (أي  $m=1=0$ ) يطلق عليه نمط  $TEM_{00}$  (شكل 4.9) . أما النمط  $TEM_{01}$  الذي يتمثل بـ  $U(x)$  ذات المرتبة الدنيا ( $m=0$  الشكل 4.9) و  $U(y)$  ذات المرتبة الأعلى التالية (أي  $1=1$  ، الشكل 4.11) . (والعكس للنمط  $TEM_{10}$ ) . إن الأحرف TEM ترمز إلى الحقل الكهربائي والمغناطيسي المستعرض (Transverse electric and

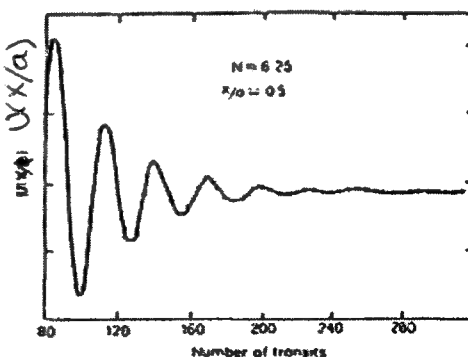
(magnetic field) لهذه الأنماط يكون كل من الحقل الكهربائي والمغناطيسي للموجة الكهرمغناطيسية عمودياً على محور للمحاوية .

إن من السهولة ملاحظته من المعادلتين (4.19) و (4.21) هو أن  $\sigma^*$  تعتمد فقط على عدد فريزل  $N$  وقرينتي النمط  $m$  mode indexes و  $1$  . وبناء على



الشكل 4.11

سعة نمط لرتبة دنيا غير متناظر للمحاوية ذات مرايا  
مستوية متوازية لقيمتين من عدد فريزل

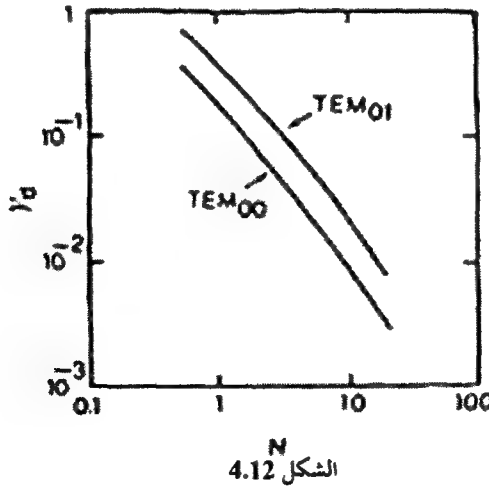


الشكل 4.10

سعة الحقل  $U$  عند الموقع  $x/a=0.5$  مقابل  
عدد الاجتيازات

هذا فإن خسائر الانعراج  $\gamma_d = 1 - |\sigma^*|^2$  ستعتمد فقط على  $N$  و  $m$  و  $1$  الشكل 4.12 يبين خسائر الانعراج كنابع لـ  $N$  لأنماط الرتبة الدنيا المتناظرة  $(TEM_{01})$  وغير المتناظرة  $(TEM_{00})$  . نلاحظ من الشكل أن الخسائر تتناقص بسرعة مع زيادة  $N$ ، هذا واضح إذا ما تذكرنا أن  $N$  تتناسب مع النسبة بين الزاوية الهندسية  $\theta_g$  وزاوية الانعراج  $\theta_d$  . وهذه النتيجة واضحة أيضاً إذا لاحظنا أن بزيادة  $N$  ، فإن الحقل عند حافة المرآة ( $x = \pm a$ ) يقل كما هو مبين في الشكلين 4.9 و 4.11 .

والواقع هو أن هذا الحقل هو المسؤول إلى حد بعيد جداً عن خسائر الانعراج .  
وأخيراً نلاحظ أن لعدد فريزل معيّن تكون خسارة النمط  $TEM_{01}$  أكبر دائماً من  
خسارة النمط  $TEM_{00}$



الشكل 4.12

خسائر الانعراج لكل اجتياز  $(\gamma_d)$  كتابع لعدد فريزل لحالة مجاوبة ذات مرايا مستوية متوازية

إن الترددات التجاوبية تتحدد عندما يكون طور  $\sigma$  يساوي عدداً صحيحاً  
مضروباً في  $\pi$  . وعليه باستعمال المعادلة (4.16) نحصل على

$$kL + \phi_{m,l}^* = n\pi \quad (4.22)$$

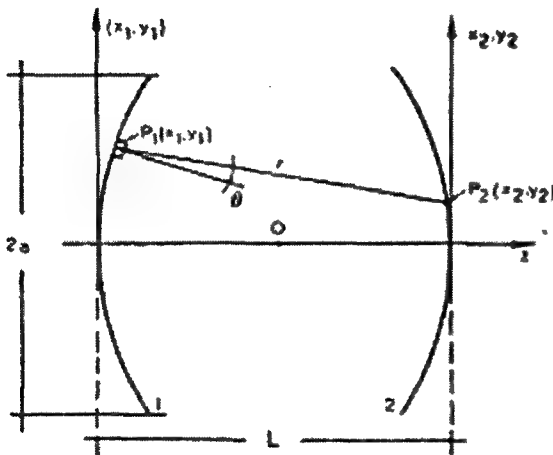
إذ قد أشرنا على نحو واضح أن الطور  $\phi^*$  العائد لـ  $\sigma^*$  يعتمد على قرينتي النمط  
 $l, m$  . لاحظ أنه بينما  $k$  تعتمد فقط على  $(k = 2\pi/\lambda)$  ، فإن  $\phi^*$  تعتمد على كل من  
 $\lambda$  (من خلال اعتمادها على عدد فريزل) وعلى قرينتي النمط  $l, m$  لذلك يمكننا من  
المعادلة (4.22) حساب الأطوال الموجية التجاوبية  $\lambda$  (ومن ثم الترددات التجاوبية  $\nu$ )  
كتابع لمعالم النمط  $n$  و  $l$  و  $m$  . إن نتائج فوكس ولي لقيم  $\sigma^*$  باستخدام الحاسبة

الإلكترونية تؤكد أنه للقيم العالية لعدد فرينل ( $N > 10$ ) فإن الترددات التجاوبية التي حصل عليها بهذه الطريقة تتفق جيداً مع النتائج المتوقعة من المعادلة (4.6) .

### 4.3 المجاوبة متحدة المحارق *Confocal resonator* :

لقد طور بويد وكوردن Boyd and Gorden طريقة التقريب العددي scalar appnonimation لأجل معالجة المجاوبة المتحد المحارق . في هذه المعالجة نرمز ثانية لطول المجاوبة  $L$  ونحدد النقطتين على سطحي المرآتين بدلالة المحاور  $(x_1, y_1)$  و  $(x_2, y_2)$  كما في الشكل (4.13) . ولأجل التبسيط ، سنعد للمرايا مقطعاً مربعاً طول ضلعه  $2a$  وبناءً على التقريب العددي فإن الحلول الخاصة تعطى أيضاً بالمعادلة (4.11) وعندما  $L \gg a$  نستطيع عدّ  $\cos \theta \cong 1$  و  $r \cong L$  في عامل السعة . ولإيجاد تقريب مناسب لعامل الطور  $kr$  . يجب أولاً حساب المسافة بين  $P_1$  و  $P_2$  كتابع لإحداثيات النقطتين ، عندئذٍ نحصل على تعبير لـ  $r$  على شكل مسلسلة قوى يساوي تقريباً :

$$r = L - (1/L)(x_1x_2 + y_1y_2) \quad (4.23)$$



الشكل 4.13

حساب النمط للمجاوبة المتحدة المحارق  
باستخدام تكامل الانعراج لكيرشوف



هذا التعبير يعطينا تقريباً جيداً لـ  $kr$  ، وكما في حالة المرايا المستوية يجب أن يكون الشرط  $L^2 / a^2 \ll N$  مستوفياً . بعد استخدام المتغيرات بلا واحداث  $\xi = \sqrt{N}(x/a)$  و  $\eta = \sqrt{N}(y/a)$  فإن معادلة (4.11) تختزل إلى :

$$(4.24) \quad \sigma^* U(\xi_2, \eta_2) = - \int_1 U(\xi_1, \eta_1) \exp[-i2\pi(\xi_1 \xi_2 + \eta_1 \eta_2)] d\xi_1 d\eta_1$$

إذ  $\sigma^*$  نعرف أيضاً بالمعادلة (4.16) . مرة أخرى نبحث عن حل قابل للفصل separable solution كما في المعادلتين (4.17) و (4.18) اللتين تؤديان إلى :

$$\sigma_{\xi}^* U_{\xi}(\xi_2) = \exp[-i(\pi/4)] \int_{-\sqrt{N}}^{\sqrt{N}} U_{\xi}(\xi_1) \exp(-i2\pi\xi_1 \xi_2) d\xi_1 \quad (4.25)$$

$$\sigma_{\eta}^* U_{\eta}(\eta_2) = \exp[-i(\pi/4)] \int_{-\sqrt{N}}^{\sqrt{N}} U_{\eta}(\eta_1) \exp(-i2\pi\eta_1 \eta_2) d\eta_1 \quad (4.26)$$

إن المعنى الفيزيائي للمعادلتين (4.25) و (4.26) هو كما في حالة مجاوبة فابري - بيرو : إنهما حلول عائدة لمرايا ذات بعد واحد (أي مرايا شريطية) .

إن المعادلتين (4.25) و (4.26) لهما مجموعة منفصلة discrete set من الحلول الخاصة التي سنشير لها بالقرينتين  $m$  و  $l$  أي :

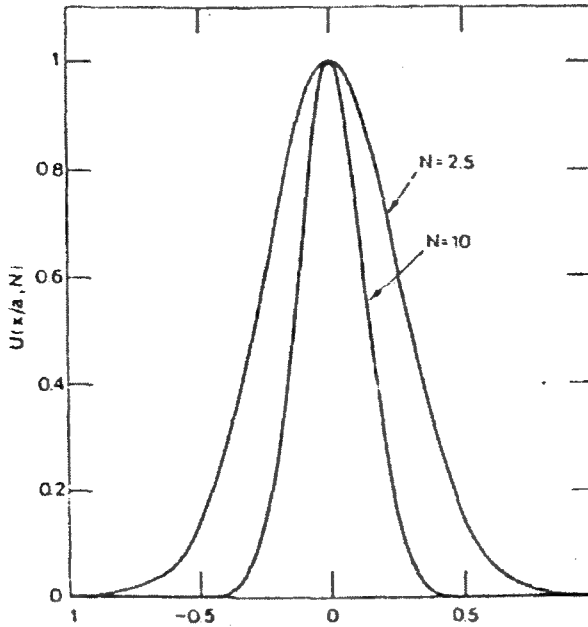
$$U_{m,l}(\xi, \eta) = U_{\xi m}(\xi) U_{\eta l}(\eta) \quad (4.27a)$$

$$\sigma_{ml}^* = \sigma_{\xi m}^* \sigma_{\eta l}^* \quad (4.27b)$$

وعلى خلاف حالة المرايا المستوية فإن المعادلة التكاملية يمكن حلها تحليلياً . في الواقع ، ومن الممكن بيان أن  $U_{\xi m}(\xi)$  و  $U_{\eta l}(\eta)$  يتناسبان مع توابع الزوايا الكروية لفلمر Flammer spheroidal angular functions على حين تتناسب القيم الخاصة

العائدة لها  $\sigma_{\eta}^*$  و  $\sigma_{\xi}^*$  مع تابع فلمر الشعاعية Flammer spheroidal radial functions أن هذه التوابع مدونة في جداول خاصة .

وفيما يتعلق بالتوابع الخاصة ، من الممكن إجراء تبسيط كبير عندما  $N \gg 1$  ، في هذه الحالة فإن حدود التكامل في (4.25) و (4.26) يمكن أن تمتد لتكون من  $-\infty$  إلى  $+\infty$  . وعليه فإن الطرف الأيمن لكل من المعادلتين (4.25) و (4.26) عدا ثابت التناسب يمثل تماماً تحويلً فورييه . إن حاصل ضرب تابع غاوص مع متعددة



الشكل 4.14

نمط المرتبة الدنيا المتناظر لمحاوة متحدة المحارق

حدود هرمت Hermite polynomial لها نفس هذه الخاصية . وبالرجوع إلى

الإحداثيات الأصلية  $x$  و  $y$  ، فإن التوابع الخاصة تعطي بالصيغ :

$$U_{xm}(x) = H_m \left[ x \left( \frac{2\pi}{L\lambda} \right)^{1/2} \right] \exp \left[ -(\pi / L\lambda) x^2 \right] \quad (4.28a)$$

$$U_m(y) = H_l \left[ y \left( \frac{2\pi}{L\lambda} \right)^{1/2} \right] \exp[-(\pi/L\lambda)y^2] \quad (4.28b)$$

حيث  $H_l$  و  $H_m$  توابع هرمت ذات الرتب  $m$  و  $l$  على التوالي ، وأن التابع الخاص الكلي هو :

$$U_{ml}(x, y) = H_m H_l \exp[-(\pi/L\lambda)(x^2 + y^2)] \quad (4.29)$$

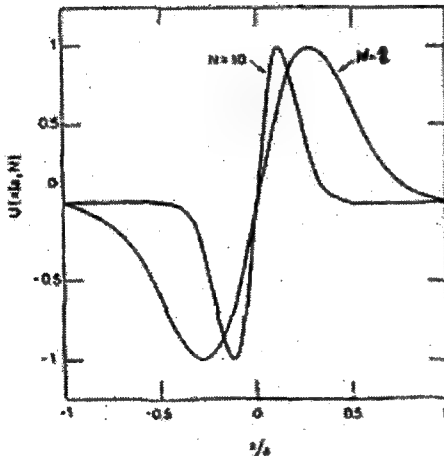
والآن سوف ندرس عدداً من الأمثلة . إذا كانت  $m = 0$  عندئذ  $H_0 = 1$  ولذلك ومن المعادلة (4.28a) نحصل على :

$$U_{x0}(x) = \exp[-(\pi/L\lambda)x^2] \quad (4.30)$$

الشكل 4.14 يبين رسم بياني لـ  $U$  كتابع لـ  $x/a$  لقيمتين من عدد فريزل  $N$ . إن سعة الحقل الكهربائي على المرآة يقل إلى  $1/e$  من قيمتها العظمى عند مسافة  $w_s$  ، من المركز حيث  $w_s$  تعطى بـ :

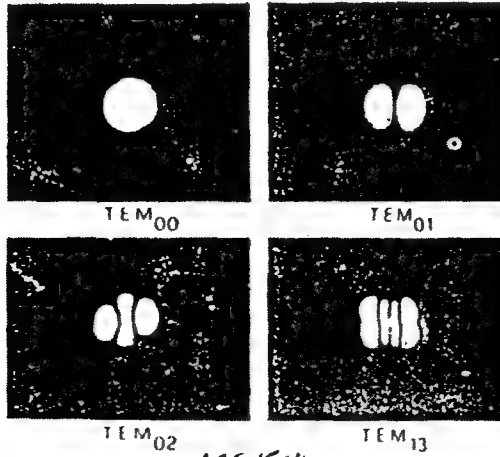
$$w_s = (\lambda L / \pi)^{1/2} \quad (4.31)$$

عندما  $m = 1$  عندئذ  $H_1 = (8\pi/L\lambda)^{1/2} x$  والشكل 4.15 يبين رسماً عياريّاً لـ  $U$  كتابع لـ  $x/a$  لقيمتين من عدد فريزل . وبما أن نموذج النمط الكلي يتعين بالمعادلة (4.27a) فإن أنماط المرتبات الدنيا ستكون كالتالي :



الشكل 4.15  
أدنى نمط غير متمثل بخاوية متحدة المحرق

(أ) نمط  $TEM_{00}$  ( $m = 1 = 0$ ) ، الحل الخاص العائد له  
 $U_{00}(x, y) = \exp[-\pi(x^2 + y^2)/L\lambda]$  ولهذا النمط شكل غوسي بالأتجاهين  $y, x$  .  
وفي هذه الحالة يكون النمط mode pattern على شكل بقعة دائرية مضيئة على المرآة  
كبرها  $w_s$  (راجع الشكل 4.16) . ولهذا السبب يطلق على  $w_s$  حجم البقعة spot  
size على المرآة . وكمثال ذلك إذا كانت  $\lambda = 0.6\mu m$  و  $L = 0.5m$  نحصل على  
 $w_s \cong 0.3mm$  .



الشكل 4.16

شكل عدد من أنماط الرتب المنخفضة

(ب) نمط  $TEM_{01}$  ( $m = 0, 1 = 1$ ) . الحل الخاص هو  
 $U_{01}(x, y) = H_1(y) \exp[-\pi(x^2 + y^2)/L\lambda]$  ، والسلوك الشعاعي radial  
للحقل باتجاه  $x$  هو كما مبين في الشكل 4.14 . على حين أن الشكل 4.15 يبين  
السلوك الشعاعي باتجاه  $y$  . إن شكل الضوء المتكون على المرآة من هذا النمط مبين  
في الشكل 4.16

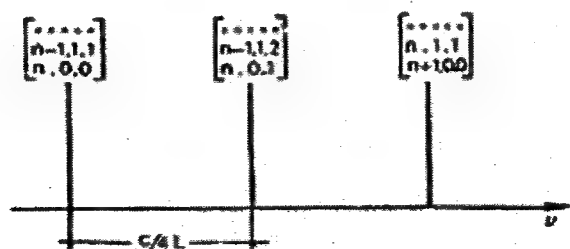
(ج) نمط  $TEM_{11}$  ( $m = 1 = 1$ ) الحل الخاص لهذا النمط هو  $U_{11}(x, y) = H_1(x)H_1(y) \exp[-\pi(x^2 + y^2)/L\lambda]$  والسلوك الشعاعي بالاتجاهين  $y, x$  مبين في الشكل 4.15 . وبطريقة مماثلة نستطيع أن نجد التوابع الخاصة وأشكال أنماط الرتب الأعلى Higer-order modes (راجع الشكل 4.16) .

وحتى الآن نوقش فقط التوابع الخاصة للمعادلتين (4.25) و (4.26) . ولدراسة القيم الخاصة العائدة لها سنحتاج إلى تجنب الشرط الموضوع في أعلاه ، وهو أن  $N \gg L$  (الذي يعني أن المقطع العرضي للمرآة أكبر بكثير من المقطع العرضي للنمط) . والواقع هو أن من الممكن بيان أنه عندما تكون  $N \gg 1$  ، فإن  $| \sigma | \approx 1$  وأن خسائر الانعراج تختفي . ولكي تكون دراستنا للقيم الخاصة  $\sigma_{ml}^*$  ذات معنى ، سنحتاج للرجوع إلى توابع فلامير الشعاعية الكروية . زمن حسن الحظ أن صيغة  $\phi_{ml}^*$  تكون بسيطة إلى حد بعيد ، إذ نجد وباستعمال المعادلة (4.22) أن الترددات التجاوبية تتحدد ببساطة وتعطى بالمعادلة التالية :

$$= \frac{c[2n + (1 + m + l)]}{4L} \quad (4.32)$$

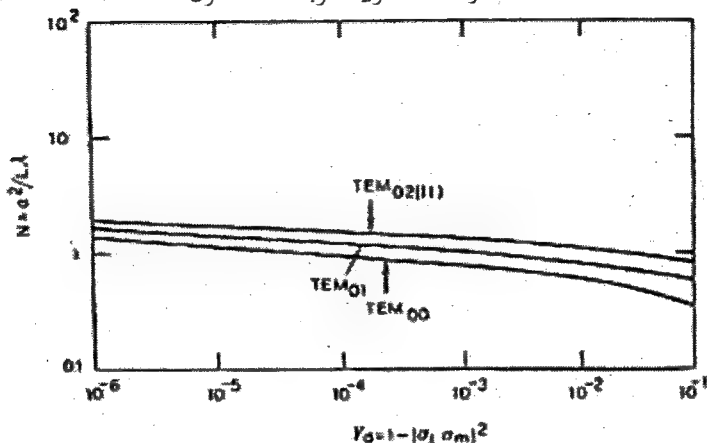
إن الطيف الترددي العائد له مبين في الشكل (4.17) ، لاحظ أن الأنماط التي لها نفس قيمة  $2n + m + 1$  لها نفس التردد التجاوبي على الرغم من أنها مختلفة بالتوزيع المكاني spatial configuration . ويقال عن هذه الأنماط أنها منطقة التردد frequency degenerate . لاحظ أيضاً وخلافاً لحالة الموجة المستوية المبينة في الشكل 4.7 ، فإن فاصل الترددات frequency spacing الآن هو  $c/4L$  ، إلا أن فاصل التردد بين نمطين لهما نفس قيم  $(m, l)$  مثال  $TEM_{00}$  ويختلفان بقيمة  $n$  بمقدار (أي فاصلة التردد بين نمطين طولين متجاورين) يساوي  $c/2L$  ، كما هو الحال للمرآة المستوية . والآن نواصل دراستنا لـ  $\sigma$  ، أي خسائر الانعراج . إن الشكل 4.18 يبين سلوك

خسائر الانعراج  $\gamma_d = 1 - |\sigma|^2$  كتابع لعدد فريزل كما نحصل عليها من تابع فلامير الشعاعية الكروية . إن مقارنة بين الشكل (4.18) والشكل (4.12) تبين أنه لقيم محددة لعدد فريزل ، فإن خسارة الانعراج للمحاوبة المتحدة البؤر هو أقل بكثير من خسارة المحاوبة ذات المرايا المستوية - المتوازية . ومن السهل فهم هذا بملاحظة أنه في حالة المحاوبة المتحدة المحرق ونتيجة للخواص التجميعية focussing للمرايا الكروية فإن الحقل الكهربائي يكون أكثر تركيزاً باتجاه محور المحاوبة (فمثلاً قارن منحنى الشكل 4.9 مع الشكل 4.14 أو منحنى الشكل 4.11 مع منحنى الشكل 4.15 عند نفس قيم عدد فريزل) .



الشكل 4.17

الترددات التحلوية لمحاوبة متحدة المحرق



الشكل 4.18

خسارة الانعراج لكل عبور  $\gamma_d$  كتابع لعدد فريزل لمحاوبة متحدة المحرق

إذا عرف توزيع الحقل على المرايا فإن توزيع الحقل على أي نقطة داخل أو خارج المجاوبة يمكن الحصول عليه باستعمال تكامل كيرشوف . ومن الممكن إثبات أن توزيع الحقل يعطى بالمعادلة :

$$U(x, y, z) = \frac{w_0}{w(z)} H_m \left( \frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right) H_l \left( \frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right) \exp \left[ -\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} \right] \\ x \exp \left\{ -i \left[ k \frac{(x^2 + y^2)}{2R(z)} + kz - (l + m + 1)\phi(z) \right] \right\} \quad (4.33)$$

وإذا اخترنا مركز المجاوبة في نقطة الأصل (راجع الشكل 4.19) فإن حجم بقعة الحزمة spot size  $w(z)$  في المعادلة (4.33) يعطى بالعلاقة بـ :

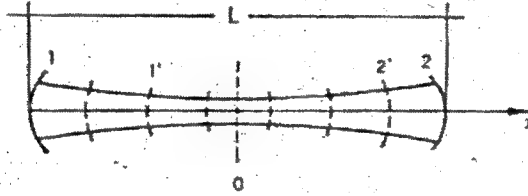
$$w(z) = w_0 \left[ 1 + (2z/L)^2 \right]^{1/2} \quad (4.34)$$

حيث  $w_0$  حجم البقعة عند مركز المجاوبة ويحدد بالمعادلة :

$$w_0 = \left( \frac{L\lambda}{2\pi} \right)^{1/2} \quad (4.35)$$

المنحني المتصل في الشكل (4.19) يبين أبعاد الحزمة (أي حجم البقعة) كنسبة للمكان على طول محور المجاوبة وكما نحصل عليها من المعادلة (4.34) لاحظ أن الحد الأدنى لحجم البقعة يحدث عند  $z = 0$  . ولذلك فإن الكمية  $w_0$  عادة يشار إليها بحجم البقعة عند خصر الحزمة beam waist . لاحظ أيضاً ، عندما يكون  $z = \pm L/2$  (أي على المرايا) . فنحصل من المعادلة (4.34) على  $w = (L\lambda/\pi)^{1/2}$  وهذه النتيجة مطابقة

لنتيجة المعادلة (4.31) وهكذا فإن كبر البقعة على المرايا  $\sqrt{2}$  أكبر من تلك التي في مركز المجاوبة . ومن السهولة فهم هذا إذا تذكرنا أن المرايا تجمع الحزمة عند مركز المجاوبة .



الشكل 4.19

حجم البقعة وسطوح تساوي الطور للنمط  $TEM_{00}$  مجاوبة متحدة المحرق

والآن ندرس حد الطور phase term الظاهر في العامل الأسّي الأخير في المعادلة (4.33) . إن التابعين  $R(z)$  و  $\phi(z)$  تتمثلان بالمعادلتين الآتيتين :

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{L}{2z} \right)^2 \right] \quad (4.36)$$

$$\phi(z) = \tan^{-1} \left( \frac{2z}{L} \right) \quad (4.37)$$

ومن الممكن أن نئين من المعادلة (4.33) أن السطوح المتساوية الطور equiphase surfaces تكون تقريباً كروية الشكل بنصف قطر تكور  $R(z)$  . تعد إشارة  $R(z)$  موجبة ، عندما يكون مركز التكور على يسار جبهة الموجة . والشكل 4.19 يبين السطوح المتساوية الطور متمثلة بالمنحنيات المتقطعة عند بضع نقاط على محور المجاوبة . لاحظ أنه عندما  $z = 0$  (مركز المجاوبة) تكون  $R = \infty$  وجبهة الموجة تكون مستوية كما هو متوقع من اعتبارات التناظر . لاحظ أيضاً عندما  $z = \pm L/2$  تكون  $R = L$  (أي على المرايا) تكون  $R = L$  . هذا يوضح وكما هو متوقع أن سطحي المرآتين هما سطحان من سطوح تساوي الطور . إن صيغة  $\phi(z)$  في المعادلة (4.37) تساعدنا على



حساب ترددات النمط . فبتعويض حد الطور من المعادلة (4.33) في المعادلة (4.22) ، نجد أن  $kL - (l + m + 1)[\phi(L/2) - \phi(-L/2)] = n\pi$  وعلى هذا ، نحصل باستخدام المعادلة (4.37) على المعادلة (4.32) .

#### 4.4 المجاوبة الكروية العامة *Generalized spherical Resonator*

الآن ندرس الحالة العامة لمجاوبة يتكون من مرآتين كرويتين بأنصاف أقطار  $R_1$  و  $R_2$  ومفصولة بمسافة  $L$  فيما بينهما ، تكون إشارة نصف قطر التكور موجية للمرايا المقعرة وسالبة للمرايا المحدبة وهدفنا هنا هو حساب سعات النمط وخسائر الانعراج والترددات التجاوبية . وبما أن  $R_1$  و  $R_2$  يمكن أن يأخذا أي قيمة (إما موجبة أو سالبة) فسيكون هناك بضعة تشكيلات من المرايا التي تكون مجاوبة غير مستقر (راجع مثلاً الشكل 4.6) ، ولهذا فمن المهم إيجاد شرط الاستقرار للمجاوبة الكروية العامة . وبالنسبة للدراسة الآتية يكون من المناسب تعريف الكميتين  $g_1$  و  $g_2$  بدون واحدات :

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} \quad (4.38a)$$

$$g_2 = 1 - \frac{L}{R_2} \quad (4.38b)$$

##### 4.4.1 سعات النمط وخسائر الانعراج والترددات التجاوبية :

Mode Amplitudes , Diffraction Losses and Resonance frequencies

لحساب توزيع الحقل داخل المجاوبة ، دعنا أولاً نتصور السطحين متساويي الطور  $1'$  و  $2'$  في الشكل 4.19 قد استبدلا بمرآتين لهما نفس نصف قطر تكور السطحين المتساويي الطور ، ولنتصور أيضاً أن المرآتين الأصليتين 1 و 2 قد أزيلتا .

تتكون المجاوبة الآن من مرأتين  $1'$  و  $2'$  ، غير أن توزيع الحقل داخل المجاوبة سوف لن يتغير . ولهذا فإن كبر البقعة والسطوح متساوية الطور في داخل المجاوبة وخارجها سيبقى كما في الشكل 4.19. من ناحية ثانية نستطيع من المعادلة (4.36) ملاحظة أن سطحي تساوي الطور  $1'$  و  $2'$  ليسا متحدي المحارق . ولكي نجد أنماط المجاوبة المتكون من المرأتين  $1'$  و  $2'$  نستطيع أولاً حساب موقع السطحين المتحد المحرق 1 و 2، وهكذا نحال المسألة إلى مسألة مجاوبة متحدة المحرق المكافئة equivalent confocal Resonator ويمكن تحديد موقع هذا المجاوبة باستخدام المعادلة (4.36) بعد تبديل  $L$  بـ  $L_e$  أي طول المجاوبة المتحدة المحارق المكافئة .

وبتحديد نصفي قطري التكور  $R_1$  و  $R_2$  للمرأتين  $1'$  و  $2'$  والمسافة بينهما  $L$ ، نستطيع تعيين المقادير الآتية (أ) بعد إحدى المرأتين (مثلاً المرآة 1) من خصر الحزمة (أي نقطة الأصل للمحور  $z$ ) . (ب) الطول  $L_e$  للمجاوبة المتحدة المحرق المكافئة . بعد تعيين الكميتين المذكورتين في أعلاه يمكن الحصول على توزيع الحقل من المعادلة (4.33) ، وذلك بعد استبدال  $L$  بـ  $L_e$  أي :

$$w = w_0 \left[ 1 + \left( \frac{2z}{L_e} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.39)$$

$$w_0 = \left( \frac{L_e \lambda}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.40)$$

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{L_e}{2z} \right)^2 \right] \quad (4.41)$$

$$\phi = \tan^{-1} \left( \frac{2z}{L_e} \right) \quad (4.42)$$

الحالة الخاصة الوثيقة الصلة بالموضوع هي عندما  $R_2 = R_1 = R$  (المجاوبة المتماثل). في هذه الحالة ، ومن المعادلة (4.41) نجد أن :

$$L_e^2 = (2R - L)L \quad (4.43)$$

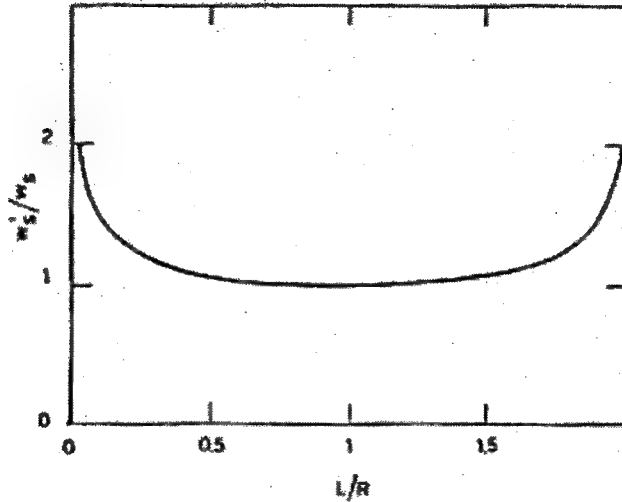
وحجم البقعة على المرآة نحصل عليها من المعادلات (4.39) و (4.40) و (4.43) كالآتي :

$$w_s' = \left( \frac{\lambda L}{2\pi} \right)^{1/2} \left[ \frac{4R^2}{(2R - L)L} \right]^{1/4} \quad (4.44)$$

النسبة بين حجم هذه البقعة إلى حجم البقعة للمجاوبة المتحدة المحرق (راجع معادلة (4.31)) هي :

$$\frac{w_s'}{w_s} = \left[ \frac{1}{(L/R)[2 - (L/R)]} \right]^{1/4} = \left[ \frac{1}{1 - g^2} \right]^{1/4} \quad (4.45)$$

إذ استخدمت هنا أيضا كلا من المعادلتين (4.38a) و (4.38b) . الشكل 4.20 يبين العلاقة بين الكميتين  $w_s' / w_s$  و  $L / R$  . نلاحظ من الشكل ما يأتي :



الشكل 4.20

مجاوبة متناظرة : رسم بياني لحجم البقعة  $W'_S$  على المرأة مقسوما على  $W_S$   
العائدة لمجاوبة متحدة المحرق بنفس الطول كنسبة بين طول المجاوبة  $L$  إلى نصف قطرها

- (أ) حجم البقعة الأدنى ينتج عندما  $L/R = 1$  (في حالة مجاوبة متحدة البؤر) .  
 (ب) حجم البقعة يكون له تفرق عندما  $L/R = 0$  (المجاوبة المستوية)  
 و  $L/R = 2$  (المجاوبة متحدة المحرق) . من ناحية ثانية ، لاحظ أنه ما عدا المناطق  
 القريبة جدا من هاتين الحالتين المتطرفتين . فإن حجم البقعة لا يختلف كثيرا عن ذلك  
 العائد للمجاوبة المتحدة المحرق .

إن ما ورد في أعلاه يخص فقط حساب التوابع الخاصة أي توزيع الحقل .  
 وحساب خسائر الانعراج فإن من الضروري فعلا حل معادلة التكامل لفريد هولم  
 للحالة الخاصة تحت الدرس . الشكل (4.21) بين خسائر الانعراج المحسوبة كنسبة  
 لعدد فرينيل لعدد من المجاوبات المتناظرة (التي تتميز بقيم  $g$  المختلفة) . نلاحظ أنه  
 لقيمة معينة من عدد فرينيل تكون المجاوبة المتحدة المحرق ( $g = 0$ ) أقل خسارة .  
 ولحساب ترددات المجاوبة ، ندرس المجاوبة العامة ونأخذ  $z_1$  و  $z_2$  إحداثيات  $z$  المرأتين

بالنسبة لنقطة الأصل التي تؤخذ عند خصر الحزمة من المعادلتين (4.22) و (4.33) ،  
يمكننا الحصول على التعبير الآتي الذي نجد منه الترددات التجاوبية .

$$kL - (l + m + 1)[\phi(z_2) - \phi(z_1)] = n\pi \quad (4.46)$$

إذ نحصل على  $\phi(z_1)$  و  $\phi(z_2)$  من المعادلة (4.42) . والمعادلة (4.46) تعطينا:

$$v = \frac{c}{2L} \left[ n + (l + m + 1) \frac{\phi(z_2) - \phi(z_1)}{\pi} \right] \quad (4.47)$$

وبعد عمليات جبرية مطولة نحصل على التعبير الآتي :

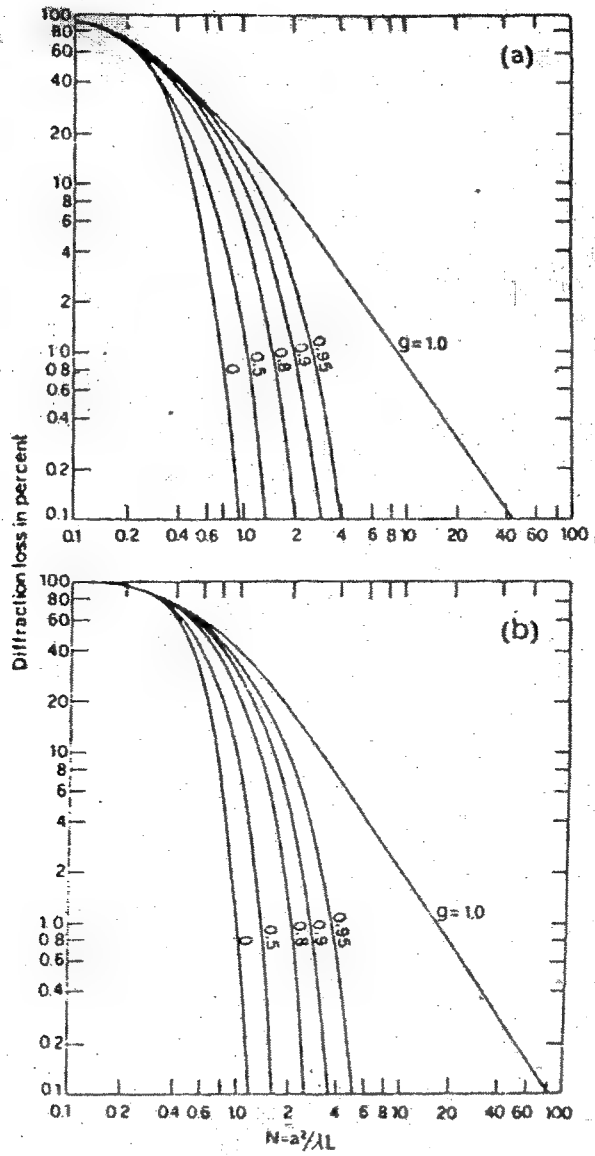
$$v = \frac{c}{2L} \left[ n + (l + m + 1) \frac{\cos^{-1}(g_1 g_2)^{1/2}}{\pi} \right] \quad (4.48)$$

إذ  $g_1$  و  $g_2$  تتحددان بالمعادلتين (4.38a) و (4.38b) . لاحظ أن انحلال التردد  
الذي يحدث للمحاوبة المتحدة المحرق (الشكل 4.17) قد اختفى في حالة المحاوبة  
الكروية. وكمثال مهم . ندرس محاوبة قريبة من المستوي ذا مرأتين متماثلتين  
ومستويتين تقريبا أي بالقيمة  $1 \gg (L/R)$  عندئذ :

$$\cos^{-1}(g_1 g_2)^{1/2} = \cos^{-1}[1 - (L/R)] \cong (2L/R)^{1/2}$$

والمعادلة (4.48) تصبح بالشكل الآتي :

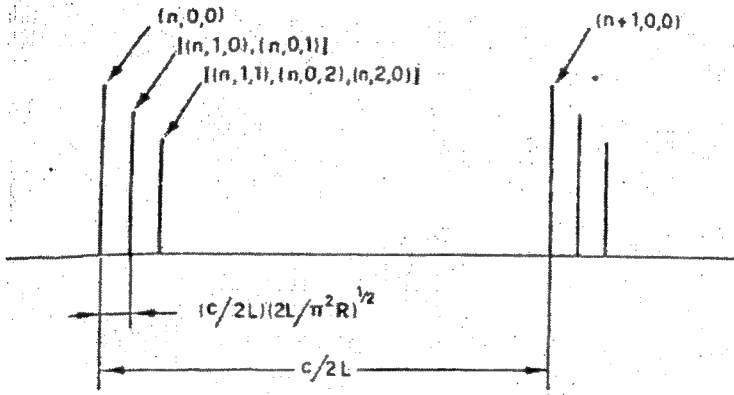
$$v = \frac{c}{2L} \left[ n + (l + m + 1) \frac{1}{\pi} \left( \frac{2L}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (4.49)$$



الشكل 4.21

خسارة الانعراج لكل عبور كتابع لعدد فريزل لنمط  $TEM_{00}$  الشكل (a) ونمط  $TEM_{01}$  الشكل (b) لعدة مجاويات متناظرة

والشكل (4.22) يبين طيف التردد الناتج (قارن مع الشكل 4.7) .



الشكل 4.22

طيف النمط لمجاوبة كروية متناظرة عندما يكون نصف قطر التكور  $R$  أكبر بكثير من طول المجاوبة  $L$

#### 4.4.2 شرط الاستقرار Stability Condition :

يمكن الحصول على شرط الاستقرار من المناقشة المبينة على البصريات الهندسية وبالرجوع إلى الشكل 4.23 . دعنا ندرس شعاعاً يترك نقطة  $P_0$  من على مستوى عام  $\beta$  داخل المجاوبة . بعد الانعكاس من المرآتين 1 و 2 سيقطع هذا الشعاع المستوي  $\beta$  عند النقطة  $P_1$  . إذا جعلنا  $x_0$  و  $x_1$  إحداثيات  $P_0$  و  $P_1$  بالنسبة لمحور المجاوبة و  $\theta_0$  و  $\theta_1$  الزوايا التي تصنعها الأشعة المقابلة مع المحور ، عندئذ وفي حالة قيم صغيرة لـ  $x$  و  $\theta$  نحصل على الكميتين  $x_0$  و  $\theta_0$  بتحويل خطي Linear transformation وفي صيغة المصفوفة التالية :

$$\begin{vmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{vmatrix} \quad (4.50)$$

إذ أن عناصر المصفوفة  $A, B, C, D$  ، تعتمد على هندسة المجاوبة . إن الشعاع الذي يترك النقطة  $P_1(x_1, \theta_1)$  سيقطع بعد انعكاسين المستوي  $\beta$  عند النقطة  $P_2(x_2, \theta_2)$  ، التي تعطى بـ

$$\begin{vmatrix} x_2 \\ \theta_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}^2 \begin{vmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{vmatrix} \quad (4.51)$$

وبعد  $n$  من الجولات ، فإن النقطة  $P_n(x_n, \theta_n)$  تعطى بـ :

$$\begin{vmatrix} x_n \\ \theta_n \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}^n \begin{vmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{vmatrix} \quad (4.52)$$

ولكي تكون المجاوبة مستقرة ، يشترط لأية نقطة ابتدائية  $(x_0, \theta_0)$  أن لا تتفرق النقطة  $(x_n, \theta_n)$  بازدياد  $n$  . وهذا يعني أن المصفوفة :

$$\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}^n$$

يجب أن لا تتفرق بازدياد  $n$  . ويمكن البرهنة في هذه المسألة على أن محدد Determinant المصفوفة  $AB-BC$  تساوي وحدة واحدة . وعلى هذا ومن حساب التفاضل والتكامل للمصفوفات ، matrix calculus نحصل على :

$$\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}^n = \frac{1}{\sin \theta} \begin{vmatrix} A \sin n\theta - \sin(n-1)\theta & B \sin n\theta \\ C \sin n\theta & D \sin n\theta - \sin(n-1)\theta \end{vmatrix} \quad (4.53)$$

ذلك أن :

$$\cos \theta = \frac{1}{2}(A + D) \quad (4.54)$$

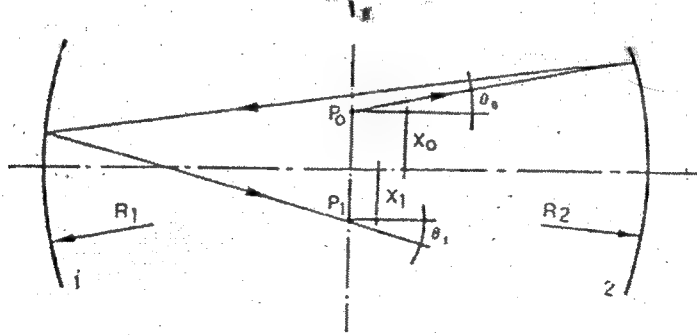
ونلاحظ من المعادلة (4.54) أنه حتى لا تتفرق المصفوفة (4.53) يجب أن يكون

لدينا :



$$-1 < \frac{1}{2}(A + D) < +1 \quad (4.55)$$

والواقع هو إذا لم يتحقق شرط المعادلة (4.55) ، فستكون  $\theta$  عددا معقدا وستتفرق  $\sin(n\theta)$  بزيادة  $n$  .



الشكل 4.23

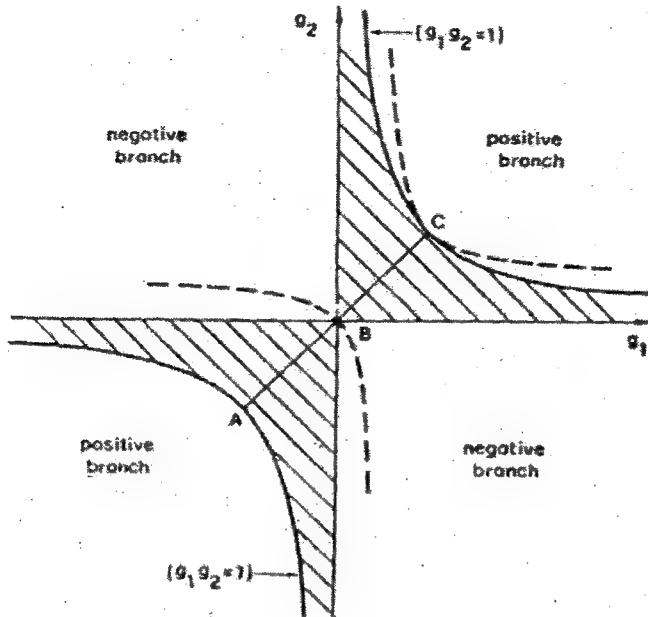
طريقة المصفوفة لإيجاد شرط الاستقرار لمجاوبة كروية عامة

ومن حساب المعاملين  $A$  و  $B$  للمجاوبة العامة ومن استعمال المعادلة (4.55) ،  
نصل في النهاية إلى تعبير بسيط لشرط الاستقرار هو :

$$0 < g_1 g_2 < 1 \quad (4.56)$$

والشكل (4.24) يصف حالة الاستقرار هذه . في هذا الشكل تتمثل الحالات المستقرة بالمساحة المظلمة . الصنف الخاص والمهم من المجاوبات الكروية هو تلك التي تعود إلى النقاط على الخط المستقيم  $AC$  الذي يصنع زاوية  $45^\circ$  مع المحوران  $g_1$  و  $g_2$  . هذا الخط يقابل المجاوبات المتكونة من مرأتين لهما نفس نصف قطر التكرور (المجاوبات المتناظرة) . وكمثال خاص لهذه المجاوبات نلاحظ أن تلك التي تقابل النقاط  $A$  و  $B$  و  $C$  في الشكل هي مجاوبات متحدة المركز ، متحدة المحرق والمستوية

على التوالي . ولذلك فإن هذه المجاوبات الثلاثة تقع على الحدود بين المناطق المستقرة وغير المستقرة . ومن مساوئ المجاوبات المتحدة المركز هي (أ) حجم البقعة صغير جداً عند مركز المجاوبة (الشكل 4.2) التي يمكن أن تكون مشكلة في ليزرات الإستطاعة العالية . (ب) تكون حساسة نوعاً ما لخطأ التراصف Misalignment . ولهذا فالمجاوبات المتحدة المركز نادرة الاستعمال . ومن ناحية ثانية ، نجد أنه في المجاوبة المتحدة المحرق يكون حجم البقعة صغير جداً (راجع الشكل 4.35) ولهذا لا يستعمل كل المقطع العرضي لمادة الليزر . ولذلك فإن المجاوبات المتحدة المحرق لا تستعمل في معظم الأحيان . أما المجاوبات ذات المرايا المستوية المتوازية فتستعمل كل المقطع العرضي استعمالاً جيداً (لاحظ الشكل 4.9) ولكنها مثل المجاوبات المتحدة المركز تكون لحد ما حساسة لخطأ تراصف المرايا . وللأسباب المبينة في أعلاه



الشكل 4.24

رسم تخطيطي للاستقرارية لمجاوبة كروية عامة . الحالة المستقرة تقابل المناطق المظلمة في الشكل . والمنحنيات المتقطعة تقابل المجاوبات متحدة المحرق المحتملة

فإن أكثر المجاوبات المستخدمة في الليزر تتكون إما من مرأتين مقعرتين بنصف قطر تكور كبير (مثلاً نصف قطر التكور من مرتين إلى عشر مرات أكبر من طول المجاوبة) أو من مرآة مستوية ومرآة مقعرة ذات نصف قطر تكور كبير . هذه المجاوبة التجاوبية تعطي حجم بقعة إلى حد ما أكبر من تلك العائد للمجاوبات المتحدة المحرق (انظر الشكل 4.20) . وكذلك لها استقرارية معقولة ضد خطأ التراصف . مثل هذه المجاوبات تقع في المنطقة المستقرة قرب نقطة C في الشكل 4.24 .

## مسائل problems

4.1 تصور مجاوبة متحدة المحرق طولها  $L = 1\text{m}$ . استعمل لليزر He - Ne عند الطول الموجي  $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$ . احسب حجم البقعة عند مركز المجاوبة وعند المرايا.

4.2 لمجاوبة في السؤال السابق ، احسب الفرق في التردد بين نمطين طويلين متجاورين .

4.3 للمجاوبة في السؤال 4.1 ، احسب عدد الترددات النمطية المختلفة التي تقع ضمن عرض ( FWHM ) خط النيون ( راجع المعادلة 2.5.121 ).

4.4 تصور مجاوبة نصف متحد المحرق hemiconfocal طولها  $L = 2\text{m}$  استعمل لليزر  $\text{CO}_2$  عند طول موجي  $\lambda = 10.6\mu\text{m}$ . احسب حجم البقعة على كل من المرآتين .

4.5 بالنسبة للمجاوبة المذكورة في أعلاه ، احسب فرق التردد بين نمطين  $TEM_{00}$  متجاورين . اذا كان عرض خط ( FWNM ) ليزر  $\text{CO}_2$  يساوي 50 MHz احسب عدد أنماط  $TEM_{00}$  التي تقع ضمن عرض الخط .

4.6 ليزر يعمل عند الطول الموجي  $\lambda = 0.6\mu\text{m}$  له قدرة ربح  $2 \times 10^{-2}$  لكل عبور وبجهاز بمجاوبة متناظرة يتكون من مرآتين نصف قطر كل منهما  $R = 10\text{m}$  وتفصلهما مسافة قدرها  $L = 1\text{m}$ . اختر فتحة مناسبة على المرآة بحيث يختفي النمط  $TEM_{01}$ ، على حين يبقى النمط  $TEM_{00}$  .

4.7 تصور مجاوبة تتكون من مرأتين مقعرتين نصف قطر التكور لكل منهما يساوي 4m ومفصولتين بمسافة تساوي  $L = 1 \text{ m}$  . احسب حجم البقعة لنمط  $TEM_{00}$  عند مركز المجاوبة وعلى المرأتين عندما تتذبذب المجاوبة عند الطول الموجي  $\lambda = 514.5 \text{ nm}$  ( أحد الأطوال الموجية لليزر الأرجون  $Ar^{+3}$  ) .

4.8 إذا استبدلت إحدى المرأتين في السؤال السابق بمراة مستوية . كيف يتغير حجم البقعة على كل من المرأتين .

4.9 إحدى مرآتي المجاوبة في السؤال 4.7 استبدلت بمراة مقعرة نصف قطر تكورها 1.5m . احسب:

(أ) موقع خصر الحزمة . ( ب ) حجم البقعة عند خصر الحزمة وعلى كل من المرأتين .

4.10 مجاوبة تتكون من مرآة محدبة نصف قطرها  $R = -1 \text{ m}$  ومراة مقعرة نصف قطرها  $R = 1.5 \text{ m}$

ماهي أكبر مسافة ممكنة بين المرأتين بحيث تبقى المجاوبة مستقرة .

## الفصل الخامس

### الموجة المستمرة والسلوك العابر لليزر

#### 5.1 المقدمة

#### 5.2 معادلات المعدل

##### 5.2.1 ليزر السويات الأربعة

##### 5.2.2 ليزر السويات الثلاثة

#### 5.3 سلوك ليزر الموجة المستمرة CW

#### 5.4 السلوك العابر لليزر

#### مسائل

# الموجة المستمرة والسلوك العابر لليزر

## Continuous Wave and Transient Laser Behavior

### 5.1 المقدمة Introduction :

ناقشنا في الفصول السابقة عدة صفات لمكونات الليزر . وهذه المكونات هي الوسط الليزري نفسه (وقد تمت مناقشة تفاعله مع الموجة الكهرمغناطيسية في الفصل الثاني) . ومنظومة الضخ (الفصل الثالث) ، والمجاوبة البصرية السلبية (الفصل الرابع) . سنستخدم في هذا الفصل نتائج الفصول السابقة لبناء الأساس النظري الضروري لوصف سلوك الليزر لكل من حالتي الموجة المستمرة (cw) والأداء العابر . إن النظرية المعروضة هنا تستخدم ما يسمى تقريب معادلة المعدل ، ففي هذا التقريب يتم اشتقاق معادلات الليزر على أساس تصوّر مبسط أي يجب أن يكون هناك توازن بين معدل تغيير الإسكان الكلي والعدد الكلي لفوتونات الليزر . إن هذه النظرية لها الأهمية في أنها تعطينا صورة حدسية لسلوك الليزر . وإضافة إلى ذلك فإنها تعطينا نتائج دقيقة لحد ما مناسب لأغلب الحالات العملية . ولكي نحصل على معالجة أكثر دقة علينا أملا أن نستخدم المعالجة النصف كلاسيكية (وفيها توصف المادة حسب النظرية الكمومية وتوصف الموجات الكهرمغناطيسية بحسب النظرية الكلاسيكية ، أي بدلالة معدلات ماكسويل) ، أو المعالجة الكمومية الكاملة (وفيها كل من المادة والحقول توصف

بحسب النظرية الكمومية) . وننبه القارئ إلى المراجع الأخرى للإطلاع على المعالجات الأكثر تطوراً .

## 5.2 معادلات المعدل *Rate Equations* :

### 5.2.1 ليزر السويات الأربعة Four - Level Laser :

ندرس أولاً ليزراً يعمل على أساس وجود أربعة سويات . ولغرض السهولة نفترض أن هناك حزمة ضخ واحدة (الحزمة 3 في الشكل 5.1) . إلا أن التحليلات التالية ستبقى سارية المفعول حتى وإن كان هناك أكثر من حزمة ضخ (أو أكثر من سوية واحدة) ، بشرط أن يكون الانحلال من هذه الحزم إلى السوية الليزرية العلوية 2 سريعاً جداً . لنفرض أن إسكان السويات الأربعة 0، 1، 2 و 3 هي على التوالي  $N_g$  ،  $N_1$  ،  $N_2$  و  $N_3$  . سنفترض أن الليزر يتذبذب في نمط واحد من أنماط تذبذب المجاوبة . ونفرض  $q$  عدد الفوتونات الكلي العائدة لذلك النمط في داخل المجاوبة . ولو فرضنا كذلك أن الانحلال بين السويتين 3 و 2 والسويتين 1 و 0 يتم بسرعة كبيرة ، فيكون لدينا  $N_1 \approx N_3 \approx 0$  وعلى هذا نكتب معادلات المعدل الآتية :

$$N_g + N_2 = N_t \quad (5.1a)$$

$$N_2 = W_p N_g - Bq N_2 - (N_2 / \tau) \quad (5.1b)$$

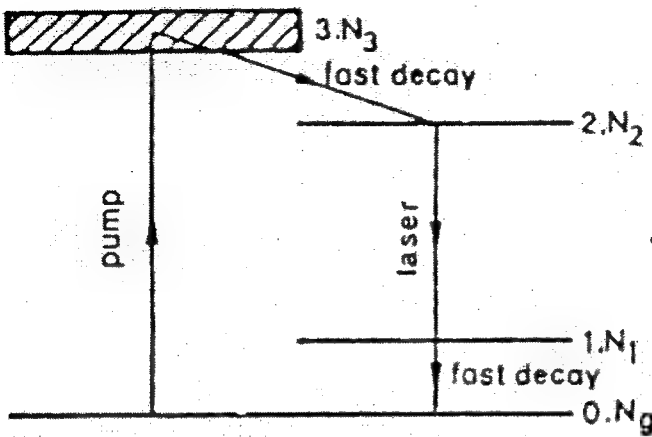
$$\dot{q} = V_a Bq N_2 - (q / \tau_c) \quad (5.1c)$$

$N_t$  في المعادلة (5.1a) هي الإسكان الكلي للذرات (أو الجزيئات) الفعّالة . وفي المعادلة (5.1b) يمثل الحد  $W_p N_g$  معدل الضخ (لاحظ المعادلة 1.3.1) . وقد سبق أن تم اشتقاق الضخ  $W_p$  في الفصل الثالث لكل من الضخ الضوئي والكهربائي . والحد



في المعادلة (5.1b) يمثل الإصدار المتحرض وقد أوضحنا في الفصل الثاني أن معدل الإصدار المتحرض  $W$  يتناسب مع مربع شدة الحقل الكهربائي للموجة الكهرومغناطيسية ، لذلك فإن  $W$  يتناسب مع  $q$  . وعلى هذا سوف نشير إلى  $B$  معدل الانتقال المتحرض لكل فوتون ولكل نمط موجي . إن المقدار  $\tau$  هو عمر السوية الليزرية العليا ، ويتحدد ، بصورة عامة بالمعادلة (2.5.129) .

وفي المعادلة (5.1c) ،  $V_a$  تمثل حجم النمط الموجي ضمن المادة الفعالة وصيغتها العامة معطاة في الملحق A . وفي الحقيقة ، وكما بينا في البند (4.4) أنه كثيراً ما يستخدم ليزر مجاوبته متناظرة تتكوّن من مرأتين كرويتين نصف قطر تكورهما أكبر بكثير من طول المجاوبة . وعليه تكون أبعاد بقعة النمط  $w$  تقريباً ثابتة ضمن المجاوبة ، وتساوي القيمة  $w_0$  عند مركز التجويف .



وفي حالة النمط  $TEM_{00}$  فإن الحجم  $V_a$  هو:

$$V_a = \pi \cdot w_0^2 l / 4 \quad (5.2)$$

إذ إن  $l$  طول المادة الفعّالة . إن ظهور الرقم 4 في مقام المعادلة (5.2) هو  
حصيلة السبين التاليين :

(أ) إن  $w_0$  هي كبر البقعة العائدة لسعة الحقل  $U$  ، في أن كبر البقعة العائد  
لمربع شدة الحقل  $U^2$  هو بطبيعة الحال أصغر بعامل  $\sqrt{2}$  . وهذا يساهم بعامل (1/2)  
في المعادلة . (ب) وعامل آخر يساوي (1/2) هو بسبب أن النمط يتمثل بموجة  
مستقرة (وعلى هذا فإن  $\langle \sin^2 kz \rangle = \frac{1}{2}$  ) . إن الحد  $V_a B_q N_2$  في المعادلة (5.1c) له  
عكس إشارة الحد المرادف الذي يظهر في المعادلة (5.1b) وذلك على أساس التحليل  
المبسط التالي للموازنة: في كل عملية إصدار متحرّض يولد فوتوناً وكل عملية  
امتصاص تفني فوتوناً . وأخيراً يمثل الحد  $(q / \tau_c)$  فقدان الفوتونات بسبب عمليات  
الخسارة في المجاورة .

ونشير قبل أن نستمر في التحليلات إلى أن الحد العائد للإصدار التلقائي قد  
أهمل في المعادلة (5.1a) . وبما أن الليزر ، وكما أشرنا إلى ذلك في الفصل الأول يبدأ  
بفعل الإصدار التلقائي ، فسوف لا يكون في المستطاع استخدام المعادلة (5.1)  
للحصول على وصف دقيق لبدء التذبذب الليزري . والحقيقة هو أننا لو عوضنا في  
المعادلة (5.1c) عدد الفوتونات ( $\bar{q}$ ) بقيمتها  $q = 0$  في اللحظة  $t = 0$  فإننا نحصل على  
 $\dot{q} = 0$  وعلى هذا سوف لا يتمكن الفعل الليزري بالشروع . ولدراسة الإصدار  
التلقائي يمكننا أيضاً استخدام تحليلات الموازنة المبسطة مبتدئين بالحد  $(N_2 / \tau_{sp})$   
المتضمن في الحد  $(N_2 / \tau)$  في المعادلة (5.1b) . ولربما نتصور للوهلة الأولى أن الحد  
المناسب في المعادلة (5.1c) الذي يأخذ بعين الاعتبار الإصدار التلقائي هو  $V_a (N_2 / \tau_{sp})$   
إلا أن هذا غير صحيح والحقيقة ، كما لاحظنا في البند (2.4) (راجع بصورة  
خاصة المعادلة 2.4.103) ، أن الضوء الصادر تلقائياً يتوزع على جميع الترددات

العائدة لتابع شكل الخط الطيفي  $g(\Delta\nu)$  . بينما يتضمن الحد العائد للإصدار التلقائي في المعادلة (5.1c) فقط ذلك الجزء من الضوء الصادر تلقائياً والذي يشكل النمط الموجي المعين . يمكن الحصول على الصيغة الصحيحة لحد الإصدار التلقائي فقط عن طريق تكميم الحقل الكهرمغناطيسي للنمط الموجي في داخل المجاوبة إن النتيجة بسيطة وتعلّمنا الكثير عندما نأخذ بعين الاعتبار الإصدار التلقائي فإن الحد  $V_8 B q N_2$  في المعادلة (1.5c) يعبر عنه بدل ذلك بالصيغة  $V_8 B_{(q+1)} N_2$

ويبدو كل شيء وكما لو كان هناك "فوتون إضافي" في الحد العائد للإصدار المتحرض . وللسهولة سوف لا ندخل الحد الإضافي الناتج من الإصدار التلقائي في التحليلات التالية ، وبدل ذلك نفترض في البداية وجود عدد اختياري صغير من الفوتونات  $q_i$  في داخل المجاوبة . وفي الحقيقة إن التحليلات اللاحقة سوف لا تتأثر بهذا العدد الصغير من الفوتونات ، التي نحتاجها فقط كي يتم شروع الفعل الليزري .

نود الآن اشتقاق صيغ صريحة للكميتين  $B$  و  $\tau_c$  اللتان تدخلان في المعادلتين (5.1b) و (5.1c) . ويمكن الحصول على هذه الصيغ باستخدام تحليل بسيط . ولهذا الهدف سوف ندرس مجاوبة طولها  $L$  ، فيها مادة فعّالة طولها  $l$  وقرينة انكسارها  $n$  . ويمكننا تصوّر النمط الموجي في داخل المجاوبة على أنه جمع موجتين تنتشران باتجاهين متعاكسين ولنفرض  $I$  تمثل شدة إحدى هاتين الموجتين . إن التغيّر  $dI$  في الشدة عندما تنتشر الموجة مسافة  $dz$  في داخل المادة الفعّالة ، تعطى وفق المعادلة (1.7) بالعلاقة  $dI = \sigma(N_2 - N_1)I dz$  . إذ أن  $\sigma$  المقطع العرضي للانتقال عند تردد النمط الموجي في داخل المجاوبة المدروسة . ندخل الآن الرموز الآتية:

(أ)  $T_1$  و  $T_2$  لتمثيل نفوذية في الطاقة من خلال مرآتي المجاوبة .

(ب) والعوامل  $(a_1)$  و  $(a_2)$  لتمثيل خسارة الطاقة في المرآتين .

(ج) و  $T_i$  جزء الخسارة الداخلية لكل اجتياز .

وعلى هذا يكون التغير في شدة الضوء في خلال رحلة ذهاب وإياب في المجاورة

يساوي :

$$\Delta I = \{(1-a_1-T_1)(1-a_2-T_2)(1-T_i)^2 \times \exp[2\sigma(N_2-N_1)l] - 1\}I \quad (5.3)$$

سوف نفترض الآن أن الخسارة في داخل المرآتين متساوية (أي  $a_1 = a_2 = a$ )

وأثما صغيرتان جداً بحيث يمكننا أن نكتب :  $(1-a-T_1) \cong (1-a)(1-T_1)$

و  $(1-a-T_2) \cong (1-a)(1-T_2)$  . ويتم تبسيط التحليلات التالية بإدخال عدد من

الكميات الجديدة نستخدم الرمز  $\gamma$  التي تمثل لوغاريتمات الخسائر لكل اجتياز :

$$\gamma_1 = -\ln(1-T_1) \quad (5.4a)$$

$$\gamma_2 = -\ln(1-T_2) \quad (5.4b)$$

$$\gamma_i = -[\ln(1-a) + \ln(1-T_i)] \quad (5.4c)$$

إذ إن  $\gamma_1$  و  $\gamma_2$  هما لوغاريتمتا الخسارتين بسبب نفوذية المرآتين وأن  $\gamma_i$  لوغاريتم

الخسارة الداخلية . إلا أننا ولهدف السهولة سوف نسمي  $\gamma_1$  و  $\gamma_2$  خسارتي المرآة و

$\gamma_i$  الخسارة الداخلية . ويمكننا كذلك تعريف الخسارة الكلية لكل اجتياز  $\gamma$  بالصيغة :

$$\gamma = \gamma_i + \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \quad (5.5)$$

وإذا عوضنا المعادلتين (5.5) و (5.4) في المعادلة (5.3) وافترضنا أن :

$$[\sigma(N_2-N_1)l - \gamma] \ll 1 \quad (5.6)$$

فيكون بالإمكان فك التابع في المعادلة (5.3) على الزمن  $\Delta t$  اللازم للضوء ليقوم برحلة ذهاب وإياب واحدة في داخل المجاوبة. أي  $\Delta t = 2L'/c_0$  ، إذ إن  $L'$  تتحدد بالعلاقة :

$$L' = L + (n-1)l \quad (5.7a)$$

وإذ استخدمنا التقريب  $\Delta I / \Delta t \cong dI / dt$  ، فنحصل على :

$$\frac{dI}{dt} = \left[ \frac{\sigma \cdot l c_0}{L'} (N_2 - N_1) - \frac{\gamma \cdot c_0}{L'} \right] I \quad (5.8)$$

وبما أن عدد الفوتونات في داخل المجاوبة يتناسب مع  $I$  ، فإن موازنة المعادلة (5.8) مع (5.1c) تعطينا :

$$B = \frac{\sigma \cdot l c_0}{V_a L'} = \frac{\sigma \cdot c_0}{V} \quad (5.9a)$$

$$\tau_c = \frac{L'}{\gamma \cdot c_0} \quad (5.9b)$$

حيث  $V$  الحجم الفعلي للنمط داخل المجاوبة . وفي حالة المجاوبة المشار إليها سابقاً (راجع المناقشة التي سبقت المعادلة (5.2)) ، فإن  $V$  تتحدد بالعلاقة :

$$V \cong \pi \cdot w_0^2 L' / 4 \quad (5.10)$$

برهنت المناقشة السابقة المعادلة (5.1c) ، وأعطت صيغاً صريحة لكل من  $B$  و  $\tau_c$  بدلالة متغيرات الليزر القابلة للقياس . لاحظ أننا قد استخدمنا التقريب في المعادلة (5.6) ، الذي يقضي بأن الفرق بين الربح والخسارة صغير (أي أن العملية الليزرية قريبة من طاقة العتبة) . وإذا لم ينطبق هذا الشرط يجب عند ذلك تحليل سلوك

الليزر باستخدام المعادلة (5.3) ، على أساس دراسة الاجتيازات المتتالية للوسط الفعّال أخيراً وباستخدام المعادلة (5.5) يمكننا كذلك كتابة المعادلة (5.9b) بالصيغة :

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{\gamma_1 c_0}{L'} + \frac{\gamma_1 c_0}{2L'} + \frac{\gamma_2 c_0}{2L'} \quad (5.11)$$

إن المعادلة (5.1) مع الصيغ الصريحة لـ  $B$  و  $\tau_c$  المعادلتين (5.9) توضح السلوك الستاتيكي والديناميكي لليزر السويات الأربعة. لاحظ بدلاً من كتابة المعادلات بدلالة إسكان السوية العلوية  $N_2$  ، كثيراً ما يستخدم في تلك المعادلات انقلاب الإسكان .

$$N = N_2 - N_1 \quad (5.12)$$

وفي ضوء فرضية الانحلال السريع من السوية 1 فإن  $N \cong N_2$  ، وبذلك تتحول المعادلات (5.1) إلى معادلتين فقط للمتغيرين  $N(t)$  و  $q(t)$  :

$$\dot{N} = W_p(N_i - N) - BqN - (N/\tau) \quad (5.13a)$$

$$\dot{q} = [V_a BN - (1/\tau_c)]q \quad (5.13b)$$

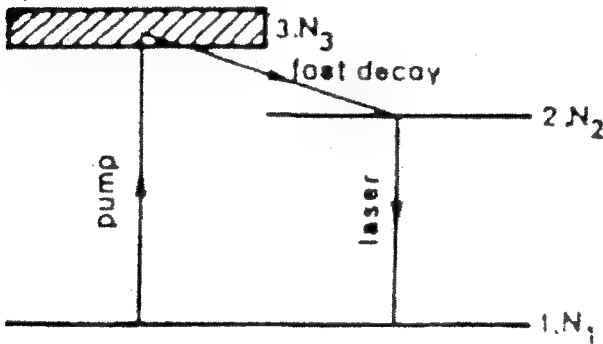
وعلى هذا يتطلب الوصف الكوموي لسلوك الليزر حل المعادلتين وفق الشروط الابتدائية المناسبة. مثلاً إذا بدأ الضخ عند اللحظة  $t = 0$  ، فإن الشرط الابتدائي هو  $N(0) = 0$  و  $q(0) = q_i$  ، ذلك أن  $q_i$  عدد صغير جداً ويمثل الفوتونات الابتدائية (مثلاً  $q_i = 1$ ) التي تمثل تأثير الإصدار التلقائي . وبعد معرفة  $q(t)$  نستطيع بسهولة حساب الاستطاعة الخارجة من خلال إحدى المرأتين على طرفي المجاوبة (مثلاً المرة 1) والحقيقة لو عوضنا المعادلة (5.11) في المعادلة (5.13b) فسوف يكون بإمكاننا فهم الحد  $(\gamma_1 c_0 / 2L')q$  على أنه معدل فقدان الفوتونات من خلال مرآة الخارج الليزري. ومن هنا تساوي الطاقة الخارجة :

$$P_1 = \left( \frac{\gamma_1 c_0}{2t} \right) \hbar \omega q \quad (5.14)$$

وقبل أن ننهي هذا البند نود أن نشير مرة أخرى إلى النتائج التي تم الحصول عليها حتى الآن تصح فقط عندما يتذبذب الليزر في نمط موجي واحد . أما حالة ليزر يتذبذب بأكثر من نمط واحد فتكون الحسابات ، من حيث المبدأ ، أكثر تعقيداً . فمثلاً لو درسنا ليزراً يتذبذب بنمطين ، فسوف نحتاج إلى معادلات معدل منفصلة لأعداد الفوتونات  $q_1$  و  $q_2$  للنمطين ، والحقيقة هي أنه تكون التحليلات بدلالة الحقول الكهربائية العائدة لتلك الفوتونات أكثر ملاءمة ، ذلك لأنه سيكون بالمستطاع الأخذ بعين الاعتبار أثر الضربات بين النمطين (راجع البند 5.4.3 بخصوص تثبيت النمط) . إلا أنه عندما يوجد عدد كبير من الأنماط فإن الصورة ستبتسط مرة أخرى لذلك سوف يكون بإمكاننا الأخذ بعين الاعتبار العدد الكلي للفوتونات  $q$  العائدة لجميع الأنماط . وفي هذه الحالة تكون المعادلات التي حصلنا عليها سابقاً تقريباً صحيحة ، في حين أن حجم النمط يساوي :

$$V_a = Al \quad (5.2a)$$

حيث  $A$  مساحة المقطع العرضي للوسط الليزري الذي تشغله الأنماط المتذبذبة



الشكل 5.2: مخطط ليزر الثلاثة مستويات

## 5.2.2 ليزر السويات الثلاثة : Three - Level Laser

يتم تحليل ليزر السويات الثلاثة بنفس طريقة تحليل ليزر السويات الأربعة وبالإشارة إلى الشكل (5.2) ، سنفترض أن هناك حزمة ضخ واحدة ونعتبر الانتقال  $3 \rightarrow 2$  سريعا جدا. وأن  $N_3 \cong 0$  وعلى هذا يمكننا كتابة معادلات معدل الانحلال تقريبا بنفس الصيغ العائدة لحالة الأربعة السويات . أي :

$$N_1 + N_2 = N_t \quad (5.15a)$$

$$\dot{N}_2 = W_p N_1 - Bq(N_2 - N_1) - (N_2 / \tau) \quad (5.15b)$$

$$\dot{q} = V_a Bq(N_2 - N_1) - q / \tau_c \quad (5.15c)$$

وباستخدام المعادلة (5.12) ، تتحول هذه المعادلات إلى معادلتين فقط للمتغيرين  $N(t)$  و  $q(t)$  :

$$\dot{N} = W_p(N_t - N) - 2BqN - (N_t + N) / \tau \quad (5.16a)$$

$$\dot{q} = [V_a BN - (1 / \tau_c)]q \quad (5.16b)$$

إن هاتين المعادلتين مع الصيغ الصريحة لـ  $B$  و  $\tau_c$  (راجع المعادلة 5.9) تصف لنا السلوكيات الستاتيكية والديناميكية لليزر السويات الثلاثة ، لاحظ أن معادلة معدل توليد الفوتونات في ليزرات السويات الأربعة (المعادلة 5.13b) هي نفس معادلة توليد الفوتونات في ليزرات السويات الثلاثة (المعادلة 5.16b) إلا أن معادلتين معدل تغير انقلاب الإسكان مختلفتان نوعا ما. وبصورة خاصة نلاحظ أن الحد العائد للإصدار المتحرض في ليزر السويات الثلاث هو



$(-2B_q N)$  في حين أن هذا الحد يساوي  $(-B_q N)$  في ليزر السويات الأربعة إن الفرق بالرقم 2 ينتج من كون إصدار فوتوناً واحداً يؤدي إلى تغير بمقدار 2 في انقلاب الإسكان في حالة ليزر السويات الثلاثة ( $N_2$  تقل بمقدار 1 في انقلاب الإسكان في ليزر الأربعة المستويات . والحقيقة هي أنه في الحالة الأخيرة ، بينما تقل  $N_2$  أيضاً 1 فإن  $N_1$  تبقى تقريباً من دون تغير (أي تساوي الصفر) وذلك بسبب الانحلال السريع عند الانتقال  $1 \rightarrow 0$  .

### 5.3 سلوك ليزر الموجة المستمرة *CW Laser Behavior* :

ندرس في هذا البند سلوك الليزر في حالة الضخ الثابت ، (أي  $W_p$  لا تتوقف على الزمن) .

وبما أنه، كما سنرى فيما بعد، أن ضخاً ثابتاً يؤدي إلى سلوك ثابت لليزر سنشير لهذه الحالة بسلوك ليزر الموجة المستمرة *cw* .

#### 5.3.1 ليزر السويات الأربعة *Four - Level Laser* :

نبدأ أولاً بدراسة شرط عتبة الفعل الليزري . نفترض عند اللحظة  $t = 0$  أن هناك عدداً اختيارياً صغيراً  $q_i$  من الفوتونات في المحاورة بسبب الإصدار التلقائي . وعلى هذا نجد من المعادلة (5.13b) أنه لكي يكون لدينا  $\dot{q} > 0$  يجب أن يتحقق الشرط  $V_a B N > 1/\tau_c$  . وعليه ينشأ الفعل الليزري عندما يصل انقلاب الإسكان  $N$  قيمة حرجة  $N_c$  تتحدد بالصيغة :

$$N_c = \frac{1}{V_a B \tau_c} = \frac{\gamma}{\sigma I} \quad (5.17)$$

حيث استخدمنا هنا المعادلتين (5.9) . وعلى هذا نحصل على معدل الضخ الحرج  $W_{cp}$  ، بالتعويض في المعادلة (5.13a) عن  $\dot{N}=0$  ،  $N = N_c$  و  $q = 0$  وبذلك نجد أن معدل الضخ الحرج يتمثل بالحالة التي يكون فيها معدل الضخ الكلي للانتقالات:

$W_{cp} (N_t - N_c)$  ، يساوي معدل الانتقال التلقائي من السوية  $(2) \tau / N_c$  أي:

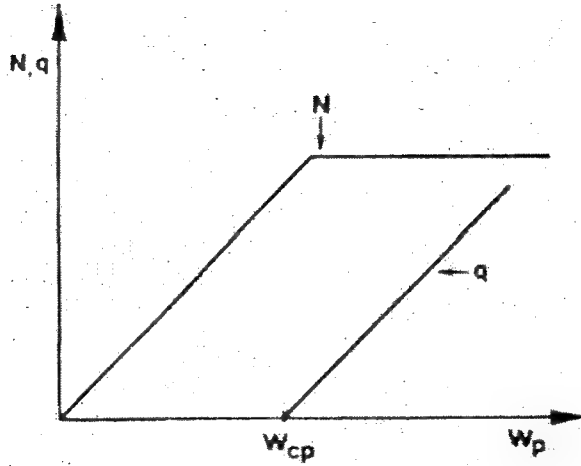
$$W_{cp} = N_c / (N_t - N_c) \tau \quad (5.18)$$

ويمكننا أيضا فهم المغزى الفيزيائي للمعادلة (5.17) إذا لاحظنا ، وباستخدام المعادلتين (5.5) و (5.4) ، أنها يمكن إعادة ترتيبها بالصيغة :

$$(1 - T_1)(1 - T_2)(1 - a)^2 (1 - T_i)^2 \exp 2\sigma N_c I = 1 \quad (5.19)$$

إن المعادلة (5.19) (وبالتالي أيضا المعادلة (5.17)) تعني أن  $N_c$  يجب أن تكون كبيرة إلى ما فيه الكفاية بحيث يستطيع الربح تعويض الخسائر الكلية لليزر (راجع كذلك المعادلة (1.9) ، التي فيها وللتبسيط قد أهملت الخسائر  $a$  و  $T_i$ ).

إذا كان  $W_p > W_{cp}$  ، فإن عدد الفوتونات  $q$  سيزداد من القيمة الابتدائية المحددة بالإصدار التلقائي . عندما لا يتوقف  $W_p$  على الزمن فإن عدد الفوتونات سيصل في النهاية إلى قيمة ثابتة معينة  $q_0$  . نحصل على  $(q_0)$  ، وعلى القيمة الثابتة المقابلة لانقلاب الإسكان  $N_0$  من المعادلة (5.13) بعد التعويض  $\dot{N} = \dot{q} = 0$  إذ نجد أن:



الشكل 5.3

السلوك النوعي لانقلاب الإسكان  $N$  وعدد الفوتونات الكلية  $q$  في داخل المجاورة كتابع لمعدل الضخ  $W_p$

$$N_0 = 1/V_a B \tau_c = N_c \quad (5.20a)$$

$$q_0 = V_a \tau_c \left[ W_p (N_t - N_0) - \frac{N_0}{\tau} \right] \quad (5.20b)$$

تصف المعادلة (5.20) سلوك ليزر السويات الأربعة . ندرس الآن هاتين المعادلتين ببعض التفصيل، علينا أن نلاحظ أولاً أن المعادلة (5.20a) تقضي بأن  $N_0 = N_c$  تبقى صحيحة ، حتى وإن كان  $W_p > W_{cp}$  أي أن انقلاب الإسكان الثابت  $N_0$  يساوي دائماً الانقلاب الحرج  $N_c$  . وللحصول على فهم أعمق للمعنى الفيزيائي في هذه النتيجة ، لتصور أن معدل الضخ  $W_p$  يتزايد من القيمة الحرجة  $W_{cp}$  . عندما  $W_p = W_{cp}$  يكون لدينا ، بطبيعة الحال

$N = N_c$  و  $q_0 = 0$  في حين لو كانت  $W_p > W_{cp}$  نجد من المعادلتين (5.20) أن

في الوقت الذي تبقى  $N_0$  ثابتة عند انقلاب الإسكان الحرج  $N_c$  ، فإن  $q_0 > 0$  أو

بعبارة أخرى ، إن زيادة معدل الضخ فوق القيمة الحرجة يزيد من عدد الفوتونات في داخل المجاوبة (أي يزيد من الطاقة الكهرمغناطيسية) من دون أن يؤدي إلى زيادة انقلاب الإسكان (أي تبقى الطاقة المخزونة في المادة ثابتة). يوضح الشكل (5.3) هذه الحالة ويبين تغير كل من  $N$  و  $q$  كتابع لمعدل الضخ  $W_p$ . علينا كذلك أن نلاحظ أن المعادلة (5.20b)، وبلاستعانة بالمعادلة (5.18) و (5.20a)، يمكن إعادة صيغتها بشكل أكثر وضوحاً :

$$q_0 = (V_a N_0) \frac{\tau_c}{\tau} (x-1) \quad (5.21)$$

إذ إن :

$$x = W_p / W_{cp} \quad (5.22)$$

وهي نسبة الزيادة على قيمة الضخ الحرج . وعلى هذا نجد من المعادلتين (5.14) و (5.21)، وبلاستعانة بالمعادلتين (5.17) و (5.9b)، أن الطاقة الخارجة من خلال إحدى مرآتي المجاوبة هي :

$$P_1 = \left( \frac{V_a \hbar \omega}{\sigma I \tau} \right) \left( \frac{\gamma_1}{2} \right) (x-1) \quad (5.23)$$

هذه الصيغة تطابق الصيغة التي تم ذكرها أولاً من قبل ريفورد W.Rigord وللحالة التي تكون فيها المرآة (2) عاكسة 100% . ويمكن تبسيط المعادلة (5.23) بصورة أكثر بكتابة  $V_a = A_e I$ ، حيث  $A_e$  مساحة المقطع العرضي المكافئ للوسط الليزري المشغول بنمط التذبذب (أو أنماط التذبذب) . وبلاستعانة بالمعادلتين (5.2) و (5.2a) فإن لدينا  $A_e = \pi w_0^2 / 4$  أو  $A_e = A$  ويعتمد ذلك على كون الليزر يتذبذب بنمط واحد أو عدة أنماط . وفضلاً عن ذلك نستطيع في كل من حالي

الضخ الضوئي والكهربائي ، كتابة  $x = P_{in} / P_{th}$  حيث  $P_{in}$  الطاقة الداخلة (إلى داخل المصباح أو التفريغ) وأن  $P_{th}$  قيمة عتبتها . وعلى هذا يمكن كتابة المعادلة (5.23) بالصيغة :

$$P_1 = (A_e I_s) \frac{\gamma_1}{2} \left[ \frac{P_{in}}{P_{th}} - 1 \right] \quad (5.23a)$$

إذ أن  $I_s = \hbar \omega / \sigma \cdot \tau$  شدة الريح المشبع لمنظومة ليزرية ذات السويات الأربعة (راجع المعادلة 2.134) . والمنحني البياني لتابع الطاقة  $P_1$  هذا لمتغير الطاقة الداخلة  $P_{in}$  هو خط مستقيم يقطع المحور  $P_{in}$  عند  $P_{in} = P_{th}$  . وعلى هذا يمكننا تعريف الكفاءة  $\eta_s$  لليزر كميل للمستقيم بالكمية :

$$\eta_s = \frac{dP_1}{dP_{in}} \quad (5.24)$$

ويتضح من ذلك أن  $\eta_s$  ثابتة لكل ترتيب لليزر . وقبل أن ننهي هذا البند نؤكد مرة أخرى أن النتائج التي حصلنا عليها تكون صحيحة فقط عندما يكون بالإمكان جعل السوية (1) فارغة . وهذا يتم عندما  $\tau_1 \ll \tau$  ، حيث أن عمر السوية (1) وعندما يكون  $\tau_1$  قريبا من  $\tau$  فيجب تعديل المعادلات السابقة . حالة بسيطة وخاصة عندما يكون العمر (الإشعاعي وغير الإشعاعي)  $\tau_{21}$  للانتقال  $2 \rightarrow 1$  يساوي العمر الكلي للسوية (2) ( $\tau_{2g} \rightarrow \infty$ ) . في هذه الحالة يمكن الإثبات باستخدام حسابات مطولة ولكنها مباشرة تبين أن المعادلات (5.17) و (5.20a) و (5.21) و (5.22) و (5.23) تبقى صحيحة . وعلى فرض أن  $N_c \ll N_t$  ، تصبح المعادلة (5.18) بالشكل :

$$W_{cp} = \frac{N_c}{N_t (\tau - \tau_1)} \quad (5.18a)$$

وباستخدام المعادلات السابقة يمكننا الحصول على صيغتين مهمتين ومعبرتين لـ  $\eta_s$  تعودان للضخ الضوئي والضخ الكهربائي . لحالة الضخ الضوئي نحصل باستخدام المعادلتين (5.18) و (5.17) ، على  $W_{cp} = \gamma / \sigma I N_i \tau$  وبالتعويض بالمعادلة (3.15) نجد أن:

$$P_{th} = \frac{\gamma}{\eta_p} A I_s \quad (5.25)$$

حيث  $\eta_p$  كفاءة الضخ . نلاحظ في ضوء المعادلات (5.13a) و (5.24) و (5.25) أنه يمكن كتابة  $\eta_s$  بصيغة معبرة يمكن فيها تمييز المصادر المختلفة لعدم الكفاءة بصورة منفصلة :

$$\eta_s = \eta_p \eta_c \eta_A \quad (5.24a)$$

إن الرموز في هذه المعادلة لها المعاني التالية: (أ)  $\eta_p$  كفاءة الضخ المعطاة بالمعادلة (3.15) ، (ب)  $\eta_c = \gamma_1 / 2\gamma$  يمكن أن تدعى كفاءة اقتران طاقة الخرج إنها في الحقيقة أصغر أو تساوي الواحد ، وتساوي الواحد عندما  $\gamma_2 = \gamma_1 = 0$  (ج)  $\eta_A = A_e / A$  يمكن أن تدعى كفاءة المقطع العرضي للنمط . ولحالة الضخ الكهربائي نحصل من المعادلات (5.18) و (5.17) و (3.25) على:

$$P_{th} = \frac{\gamma}{\eta_p} \frac{A \hbar \omega}{(\tau - \tau_1)} \quad (5.25a)$$

وباستخدام المعادلتين (5.23a) و (5.25a) تعطينا المعادلة (5.24) الصيغة التالية للميل المثل للكفاءة  $\eta_s$  ويمكن كذلك تمييز المصادر المختلفة لعدم الكفاءة بصورة منفصلة :

$$\eta_s = \eta_p \eta_c \eta_A \eta_d \eta_q \quad (5.24b)$$

إن الرموز في هذه المعادلة لها معاني الآتية : (أ)  $\eta_p$  كفاءة الضخ المعطاة بالمعادلة (3.25) ، (ب)  $\eta_c$  كفاءة الاقتران (الازدواج) و  $\eta_A$  كفاءة المقطع العرضي المعروفة أعلاه ، (ج)  $\tau (\tau - \tau_1)$  يمكن التعبير عنها بكفاءة التحلل السوية الليزرية السفلى (د)  $\eta_q = \hbar \omega_0 / \hbar \omega_p$  يمكن التعبير عنها بكفاءة الليزر الكمومية . لاحظ أن  $\eta_q$  غير موجودة بالصيغة المرادفة لحالة الضخ الضوئي وذلك بسبب الفرق الطفيف في تعريف كفاءة الضخ  $\eta_p$  في الحالتين (وازن المعادلة 3.15 بالمعادلة 3.25) .

نختم الآن هذا البند باشتقاق الشرط الضروري لكي يتم تذبذب الموجة المستمرة في ليزر ذي الأربعة السويات. ولهذا الهدف نلاحظ في حالة عدم وجود التذبذب فإن إسكان السوية 1 في حالة الموجة المستمرة يتحدد بالمعادلة الآتية (التي ببساطة توازن الإسكان الداخِل والإسكان الخارج من السوية 1)  $(N_1 / \tau_1) = (N_2 / \tau_{21})$  ولكي يحدث تذبذب ليزري يجب أن يكون  $N_2 > N_1$  وهذا ، في ضوء العلاقة المذكورة أعلاه ، يعني :

$$\tau_1 < \tau_{21} \quad (5.26)$$

وإذا لم تتحقق هذه المتراجحة فإن الفعل الليزري يمكن أن يكون ممكنا فقط على أساس نبضي ، بشرط أن تكون فترة نبضة الضخ أقصر أو بمحدود عمر السوية العلوية . وعند ذلك سيبدأ الفعل الليزري ويستمر إلى أن يصبح عدد الذرات المتراكمة في السوية السفلية كافيا بحيث تلغي انقلاب الإسكان . ولهذا السبب تعد هذه الأنواع من الليزرزات منتهية ذاتيا .

### 5.3.2 ليزرات السويات الثلاثة Three - Level Laser :

إن طريقة حسابات ليزرات السويات الثلاثة توازي حسابات ليزرات السويات الأربعة . وفي هذه الحالة الجديدة نبدأ بالمعادلة (5.16) .

يمكن الحصول على عتبة انقلاب الإسكان بوضع  $\dot{q} = 0$  في المعادلة (5.16b) وبذلك نجد:

$$N_c = \frac{1}{BV_a \tau_c} = \frac{\gamma}{\sigma I} \quad (5.27)$$

وهي نفس علاقة ليزر السويات الأربعة. وكذلك نحصل على معدل الضخ الحرج من المعادلة (5.16a) ، بعد التعويض  $\dot{N} = 0$  و  $q = 0$  و  $N = N_c$  ، إذ نجد:

$$W_{cp} = (N_i + N_c) / (N_i - N_c) \tau \quad (5.28)$$

ومن الناحية العملية يكون لدينا ، لكل من ليزرات الثلاثة والأربعة سويات أن  $N_c \ll N_i$  . وعلى هذا تصبح المعادلة (5.28) بالصيغة:

$$W_{cp} \cong 1 / \tau \quad (5.29)$$

وبموازنة المعادلة (5.29) بالمعادلة (5.18) نجد أن لنفس القيمة لـ  $\tau$  فإن معدل الضخ الحرج لليزر السويات الأربعة أصغر بعامل  $(N_i/N_c)$  مما هي عليه في حالة ليزر السويات الثلاثة. وهذا هو سبب تفوق أداء مخطط الأربعة سويات.

نحصل على انقلاب الإسكان في حالة الموجة المستمرة  $N_0$  ، وعدد فوتونات الموجة المستمرة  $q_0$  ، ما بعد العتبة بالتعويض بالمعادلة (5.16)  $\dot{N} = \dot{q} = 0$  . وبالضبط كما هي الحال في ليزر الثلاثة السويات نجد أن  $N_0 = N_c$  ، على حين أن  $q_0$  نجدها بالاستعانة بالمعادلتين (5.29) و (5.22) ، تساوي:



$$q_0 = \frac{V_a (N_i + N_0) \tau_c}{2\tau} (x-1) \quad (5.30)$$

وعلى هذا نحصل من المعادلة (5.14) على الطاقة الخارجة من إحدى المرآتين بالصيغة:

$$P_1 = \frac{V_a (N_i + N_0) \hbar \omega}{2\tau} \left( \frac{\gamma_1}{2\gamma} \right) (x-1) \quad (5.31)$$

### 5.3.3 اقتران الخرج الأمثل : Optimum Output Coupling

عند معدل ضخ ثابت فإن هناك نفوذية معينة  $T_1$  لمرآة الخرج الليزري التي تجعل طاقة الخرج أعلى ما يمكن . إن السبب الفيزيائي لظهور الحالة المثلى يرجع إلى حقيقة أنه عند زيادة  $T_1$  ينتج الظرفان المتعاكسان التاليان حيث :

(أ) تميل طاقة الخرج للزيادة مع زيادة النفاذ .

(ب) تميل طاقة الخرج للنقصان لكون زيادة خسائر المجاوبة تؤدي إلى تناقص فوتونات المجاوبة  $q_0$ .

للحصول على نفوذية مثالية يمكننا أما استخدام المعادلة (5.23) (لحالة ليزر السويات الأربع) أو المعادلة (5.31) (في حالة ليزر السويات الثلاث) وإدخال الشوط  $dP_1 / d\gamma_1 = 0$  . ويجب بطبيعة الحال أن نأخذ بعين الاعتبار كون  $N_0$  و  $\gamma$  هم أيضا توابع لـ  $\gamma_1$  . إن المسألة بصورة خاصة سهلة لليزر السويات الأربعة ، ولذلك سوف نقصر على دراسة هذه الحالة فقط . ولو فرضنا بهدف التبسيط أن  $W_{op} = N_c / N_i \tau$  يمكننا كتابة المعادلة (5.23a) ، مع الاستعانة بالمعادلتين (5.22) و (5.17) ، بالصيغة التالية:

$$P_1 = \left[ A_e I_s \left( \gamma_i + \frac{\gamma_2}{2} \right) \right] S \left( \frac{x_{\min}}{S+1} - 1 \right) \quad (5.32)$$

إذ إن:

$$S = \frac{\gamma_1}{\gamma_2 + 2\gamma_i} \quad (5.33a)$$

وإن:

$$x_{\min} = \frac{2W_p \sigma I_n \tau}{\gamma_2 + 2\gamma_i} \quad (5.33b)$$

إن الكمية  $x_{\min}$  هي نسبة معدل الضخ الفعلي  $W_p$  إلى معدل الضخ الأدنى (أي معدل الضخ اللازم للوصول إلى العتبة في حالة اقتران خرج يساوي الصفر  $\gamma_i = 0$ ) وبما أن الحد الأول في القوس المربع في المعادلة (5.32) لا يعتمد على  $\gamma_1$ ، لذا نجد من الشرط  $dP_1 / dS = 0$  أن القيمة المثلى لـ  $S$  هي:

$$S_{op} = (x_{\min})^{1/2} - 1 \quad (5.34)$$

و الطاقة الخارجة العائدة لهذه الكمية هي:

$$P_{op} = \left[ A_e I_s \left( \gamma_i + \frac{\gamma_2}{2} \right) \right] \left[ (x_{\min})^{1/2} - 1 \right]^2 \quad (5.35)$$

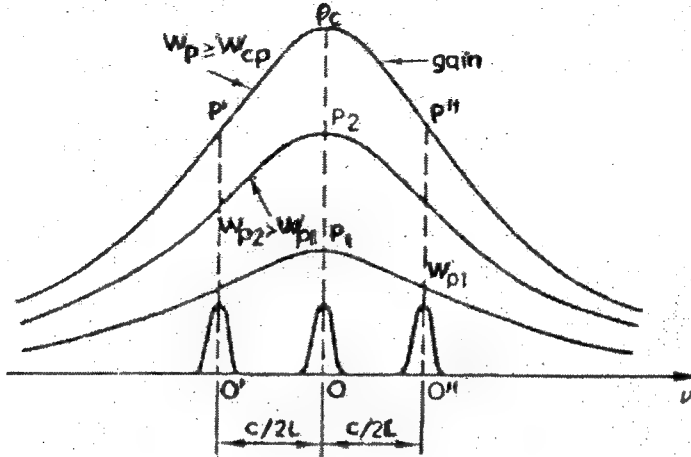
إن النقص في الطاقة نتيجة العمل عند الحالة غير المثلى يكون بصورة خاصة مهما عندما يعمل الليزر قرب حد العتبة (أي عندما يكون  $x_{\min} \cong 1$ ). إلا أنه في حالة العمل فوق حد العتبة بكثير فإن الطاقة الخارجة لا تكون حساسة للتغير في اقتران الخارج الليزري حول قيمتها المثلى. وفي الأمثلة التي سندرسها في البند القادم سنرى أن تغير ازدواج الخارج الليزري بمقدار يصل إلى 50 % يؤدي فقط إلى نقص حوالي 10 % في طاقة الخرج.

### 5.3.4 أسباب حدوث التذبذبات المتعددة الأنماط :

#### Reasons for Multimode Oscillation

إن عددا من النتائج التي تم الحصول عليها في البنود السابقة تكون صحيحة فقط عندما يتذبذب الليزر بنمط واحد. وعلى هذا يكون من المناسب عند هذه المرحلة أن ندرس الشروط التي يتم فيها الحصول على تذبذبات النمط الواحد أو تذبذبات الأنماط المتعددة.

وبصورة عامة تميل الليزرات للتذبذب في عدد من الأنماط . إن سبب هذا التصرف ينشأ بالأساس من الحقيقة أن فرق التردد بين الأنماط يكون عادة أصغر (وفي كثير من الأحيان أصغر بكثير) من عرض منحنى الربح . إلا أن هذه العبارة التي تبدو للوهلة الأولى بسيطة تحتاج إلى تفحص أدق . والحقيقة هي أنه في المراحل الأولى لتطوير الليزر ، كان من المعتقد أن الليزرات تميل للتذبذب بنمط واحد ، بشرط



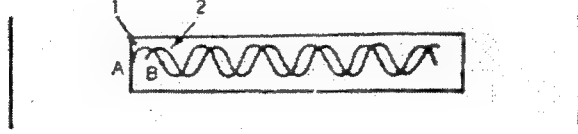
الشكل 5.4: ربح الليزر كتابع للتردد لقيم مختلفة لمعدل الضخ  $W_p$  (خط متجانس)



والحقيقة هي أنه في هذه الحالة يكون بالإمكان توليد منخفضات في منحني الربح (راجع البند 2.6.3 وبصورة خاصة الشكل 2.20) . وعلى هذا عندما تزداد  $W_p$  فوق قيمتها الحرجة  $W_{cp}$  ، فإن الربح عند النمط المركزي سيبقى ثابتا عند القيمة الحرجة  $OP_c$  ، على حين يمكن أن يستمر الربح عند الأنماط الأخرى ( $O'P'$  و  $O''P''$ ) ... (الخ) بالتزايد حتى قيمة العتبة الخاصة بها . وفي هذه الحالة ، وإذا كان الليزر يعمل فوق الحالة الحرجة بقليل ، فنتوقع أن يتذبذب الليزر بأكثر من نمط واحد .

إن ما كان يشاهد عمليا عند اكتشاف الليزر هو أن تذبذبات الأنماط المتعددة تحدث في كل من الخطوط غير المتجانسة (مثلا الليزر الغازي) والخطوط المتجانسة (مثلا لليزر الياقوت). إن النتيجة الأخيرة تبدو متعارضة مع التحليلات المذكورة في أعلاه . وقد أزيل عدم التوافق هذا فيما بعد بالأخذ بعين الاعتبار حقيقة أن كل نمط موجة واقفة تكون محددة الأشكال في داخل المادة الفعالة . وللسهولة سوف ندرس نمطين شكل موجتيهما الواقفتين متزاح فيما بينهما بمقدار  $\lambda/4$  في داخل المادة الفعالة (راجع الشكل 5.6) . نفترض أن النمط 1 في الشكل (5.6) هو النمط المركزي في الشكل (5.4) ، وعلى هذا فإنه سوف يصل إلى حالة العتبة أولا . إلا أنه عندما يبدأ النمط 1 بالتذبذب فإن انقلاب الإسكان عند تلك النقاط التي يكون فيها الحقل الكهربائي يساوي الصفر (النقاط A ، B ،.... الخ) سيبقى من دون نضوب . في هذه النقاط يمكن أن يستمر انقلاب الإسكان بالزيادة فوق القيمة الحرجة  $N_c$  . إن النمط 2 الذي كان له في البداية ربح أقل ، له الآن ربح مساو أو أكبر من ربح النمط 1 . وذلك لأنها تستخدم انقلاب الإسكان في تلك المناطق التي لا يستهلكها النمط 1 . وعلى هذا يمكن للنمط 2 أن يتذبذب بالإضافة للنمط 1 . وعلى هذا فإن تذبذب الليزر بأكثر من نمط في حالة الخط المتجانس هو ليس بسبب توليد منخفضات في

منحني الربح (توليد المنخفض الترددي) ، لكنه بسبب توليد منخفضات في التوزيع المكاني لانقلاب الإسكان في داخل المادة الفعالة (توليد منخفضات مكانية) .



الشكل 5.6

ظاهرة توليد منخفض مكان في المادة الليزرية

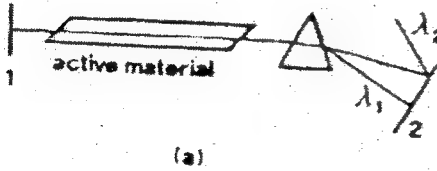
إن الاستنتاج هو أن الليزر يميل دائما للتذبذب بأكثر من نمط في حالة الخط المتجانس يكون ذلك بسبب توليد منخفضات مكانية ، على حين في حالة الخط غير المتجانس يكون ذلك بسبب كل من توليد منخفضات مكانية (الشكل 5.6) وتوليد منخفضات ترددية (الشكل 5.5) . إلا أن هناك عدة طرق لتحديد تذبذب الليزر بنمط واحد ، وسوف تتم مناقشتها باختصار في البند اللاحق .

### 5.3.5 تذبذب الخط الواحد والنمط الواحد - Single - Line and Single - Mode Oscillation :

كثيرا ما تظهر الليزرات ربح لأكثر من انتقال وأقواهم ينتج عادة تذبذب الليزر ولجعل الليزر يتذبذب بإحدى الانتقالات الأخرى نستخدم موشور محلل (الشكل 5.7a) أو شبكة انعراج (الشكل 5.7b) كما في ما يسمى ترتيب ليترو . ومن أجل زاوية معينة للموشور أو لشبكة الانعراج يكون هناك طول موجي واحد (موشور بالرمز  $\lambda_1$  في كل من الشكلين) ينعكس إلى داخل المحاوية . وتتم الموافقة على طول موجي معين بإدارة الشبكة في ترتيب الشكل (5.7b) ، أو بإدارة الموشور أو المرواة في

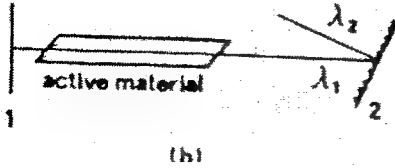
ترتيب الشكل (5.7a). وعلى فرض أن الليزر يتذبذب عند خط واحد، ندرس الآن الشروط التي يمكن عندها الحصول على تذبذب عند نمط واحد.

وعادة يكون من السهل جعل الليزر يتذبذب عند نمط مستعرض معين، إن أي نمط مستعرض له قرينتان :  $m$  و  $l$  محددان ابتداء (راجع الفصل الرابع) . فمثلا لكي نحصل على نمط التذبذب  $TEM_{00}$  ، تدخل فتحة ذات سعة مناسبة وعند نقطة معينة على محور المجاوبة . إذا كان نصف قطر هذه الفتحة صغيرا بصورة كافية ، فإن هذه الفتحة ستحدد عدد فريزل للفتحة  $N = a^2 / L\lambda$ .



الشكل 5.7

عمل الليزر عند خط واحد باستخدام صفة تحليل الأطوال الموجية :  
(a) استخدام موشور ، (b) استخدام شبكة انعراج



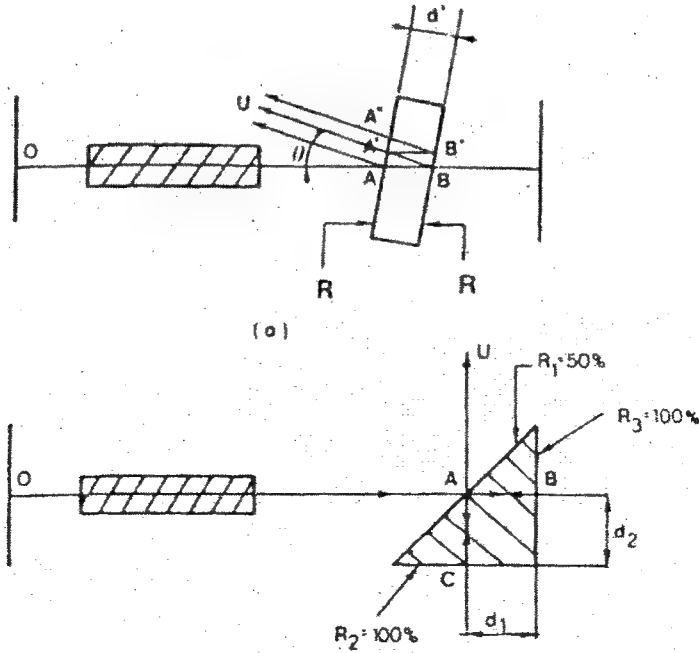
وعند تناقص (a) فإن الفرق بين خسارة النمط  $TEM_{00}$  والأنماط ذوات الرتب الأعلى سيزداد (راجع الشكلين (4.18) و (4.21)). وعلى هذا وباستخدام فتحة مناسبة ، سيكون بإمكاننا الحصول على النمط  $TEM_{00}$  فقط . لاحظ إن هذا الترتيب لاختيار النمط يسبب خسارة لا يمكن تجاوزها للنمط  $TEM_{00}$  نفسه . وثمة طريقة أخرى لإنتاج نمط مستعرض واحد هو باستخدام مجاوبة غير مستقرة و نختار متغيرات المجاوبة بحيث يساوي عدد فريزل المكافئ  $N_{ed}$  نصف عدد صحيح . وكما بينا في البند (4.5) (لاحظ الشكل 4.28) حيث أن هناك تميزا كبيرا في الخسارة بين أنماط الرتب

الأدنى والرتب الأعلى عند قيم  $N_{eq}$  المذكورة أعلاه إلا أنه في هذه الحالة تكون الخسارة على شكل حلقة . وهذه ليست مناسبة بصورة عامة .

وحتى عندما يتذبذب الليزر بنمط مستعرض واحد (أي عند قيم  $m$  و  $l$  ثابتة) فإنه ما يزال يستطيع التذبذب بعدة أنماط طولية (أي أنماط ذات معالم طولية  $n$  مختلفة) تفصل ترددات هذه الأنماط فيما بينهما بمقدار  $\Delta\nu_n = c/2L$  (لاحظ الشكل 4.22) ولعزل نمط واحد يمكن في بعض الأحيان استخدام طول قصير للمجاذبة بحيث  $\Delta\nu_n > \Delta\nu_0$  إذ أن  $\Delta\nu_0$  عرض منحنى الربح . في هذه الحالة إذا تم توليف نمط ما بحيث ينطبق مع مركز منحنى الربح ، فإن النمط الطولي التالي سيكون بعيدا بشكل كافٍ من مركز الخط بحيث (في حالة ليزر ليس أعلى بكثير من العتبة) لا يستطيع التذبذب . ويمكن استخدام هذه الطريقة بصورة فعالة في الليزر الغازي حيث فيه يكون عرض الخط الليزري نسبيا صغيرا (بضعة غيغاهرتز أو أصغر) . وبما  $L$  يجب أن يكون صغيرا (حجم المادة الفعالة يكون أيضا صغيرا) وهذا يؤدي إلى طاقة خرج صغيرة . إن عرض الخطوط الليزرية للأجسام الصلبة والسائلة عادة أكبر بكثير (100 GHz أو أكبر) ، وعلى هذا لا يمكن استخدام الطريقة المذكورة أعلاه في هذه الحالات هنا وكذلك في ليزرات النمط الواحد الغازية ذات الطاقة العالية ، يتم استخدام طريقتين أخريتين لاختيار النمط الطولي (لاحظ الشكل 5.8) . الطريقة الأولى تستخدم ما يسمى إيتالون فابري - بيرو النفوذى ، يوضع في داخل المجاذبة الليزرية (لاحظ الشكل 5.8a) . ويتكون هذا من عاكسين هما عبارة عن مستويين متوازيين (مؤشران بالحرف  $R$  في الشكل) على مسافة  $d$  فيما بينهما ومائلان بزاوية  $\theta$  بالنسبة لمحور المجاذبة . وكثيرا ما يتألف الإيتالون من قالب صلب من مادة شفافة (مثلا زجاج أو كوارتز) ويكسو وجهيه المتوازيين طلاء ذو انعكاسية عالية (مثلا ،  $R = 80\%$ ) . إن الأنماط التي لها الخسارة الأدنى هي تلك التي تكون فيها سعة الخسارة



المنعكسة U تساوي الصفر . تتكون هذه الحزمة من تداخل الحزمة OAU والحزمة OBU (إضافة لكل الانعكاسات



الشكل 5.8

اختيار النمط الطولي : (a) استخدام إيتالون فابري - بيرو النفوذ  
(b) استخدام مقياس التداخل الانعكاسي من نوع مقياس فوكس وسمت

المتعددة، مثلا  $OBA'B'U$  وغيرها) . إن الحزمة OAU تعاني تغيير بالطور مقداره  $\pi$  عند الانعكاس ، على حين يساوي التغير في طور الحزمة OBU :  $\pi - (2kd' \cos \theta)$  ولكي نحصل على أدنى خسارة يجب أن تكون الحزمتان متعاكستين بالطور بحيث تتداخلان فيما بينهما بصورة هدامة . إن هذا الشرط يعني أن  $2kd' \cos \theta - \pi = (2m - 1)\pi$  ، حيث m عددا موجبا صحيحا . ولما كان

$k = 2\pi n \cdot v / c_0$  (حيث  $n$  قرينة انكسار مادة الإيتالون) ، فإن الترددات التي تعود  
 لقيمة الخسارة الدنيا تتحد بالصيغة  $v = m \cdot c_0 / 2nd' \cos \theta$  ، وأن فاصل التردد بين  
 نمطين متتاليين ذاتي خسارة منخفضة هو :  $\Delta v = c_0 / 2nd' \cos \theta$  . وبما أنه يمكن  
 جعل  $d'$  صغيرة جدا ، فيمكن أن يكون  $\Delta v$  كبيرة جدا . ويمكن تحديد الزاوية  $\theta$   
 بحيث ينطبق نمط الخسارة المنخفضة على مركز خط الربح ، في حين يقع النمط التللي  
 خارج هذا الخط . إن الطريقة الثانية تستخدم ما يسمى مقياس تداخل فوكس وسميث  
 الانعكاسي الموضح في الشكل (5.8b) . وهو يصنع بإضافة مرآتين أخرتين  $R_1$  و  $R_2$   
 كما هو مبين في الشكل . وللهدف الحالي يتكون مقياس التداخل من قالب صلب من  
 مادة شفافة (القالب المظلل في الشكل 5.8b) وجوهر الثلاثة مكسوة كي تكون المرايا  
 الثلاث  $R_1$  و  $R_2$  و  $R_3$  . وفي هذه الحالة كذلك ، فإن النمط ذي الخسارة الدنيا  
 تكون فيه سعة الحزمة المنعكسة  $U$  تساوي الصفر . إن هذه الحزمة تتكون من تداخل  
 الحزمة  $OAU$  مع الحزمة  $OBACU$  (زائدا جميع الانعكاسات المتعددة ، مثلا  
 $OBACABACU \dots$  الخ) عند الانعكاس تعاني الحزمة  $OAU$  تغير بالطور مقداره  
 $\pi$  ، على حين يكون التغير في طور الحزمة  $OBACU$  هو  $2k(d_1 + d_2)$  . إن فرق  
 الطور بين الحزمتين هو مضاعفات فردية لـ  $\pi$  :  $2k(d_1 + d_2) - \pi = (2m - 1)\pi$   
 إن فرق التردد بين خطين متتاليين لهما خسارة منخفضة يكون الآن:

$\Delta v = c_0 / 2n(d_1 + d_2)$  ، إذ أن  $n$  معامل انكسار مادة القالب . يمكن أن  
 نختار هنا  $(d_1 + d_2)$  ، كما هي الحال بالنسبة للكمية  $d' \cos \theta$  في الحالة السابقة  
 صغيرة بشكل كافٍ كي نحصل على نمط معين من دون أن نحتاج إلى تغيير طول المسلة  
 الفعالة والحقيقة هي إن الطريقتين المذكورتين أعلاه لاختيار النمط الطولي تحتاج إلى  
 تحليل أكثر تفصيلا من التحليل السابق وعلينا أن نأخذ بعين الاعتبار تغيير سلوك  
 مقياس تداخل فابري وبيرو (أو مقياس تداخل فوكس وسميث) مع التردد ، وكذلك

تغير سلوك أنماط المجاوبة مع التردد (وهي منفصلة فيما بينها بمسافة  $c/2L$ ) . وعلينا الأخذ بعين الاعتبار أن مرشحات التردد هذه (مرشح فابري وبيرو النفوذى ومرشح فوكس وسمت الانعكاسي) لا تعطينا ترددات نقية ، بل تكون ضمن مدى تردد محسوس. سوف لا نناقش هذه التفاصيل هنا ونحيل القارئ إلى المصادر الأخرى .

### 5.3.6 مثالان عدديان Two Numerical Examples :

في المثال الأول ندرس مسألة الموجة المستمرة في ليزر YAG :  $Nd^{+3}$  . إن المادة الفعالة هي أيونات Nd في بلورة  $Y_3Al_5O_{12}$  إن البلورة تدعى ياغ YAG وهي كلمة مكونة من الأحرف الأولى لعقيق الومينات اليوتاريوم yttrium aluminum garnet .

إن الأيونات  $Nd^{+3}$  تحل محل عدد من أيونات  $Y^{+3}$  . شرح أكثر تفصيلا لمادة الليزر هذه موجودة في الفصل السادس ، ويكفي لدراستنا الحالية أن نلاحظ أن هذا الليزر يعمل على أساس السويات الأربعة سويات وطول موجة إشعاعه تساوي  $\lambda = 1.06 \mu m$  (في منطقة تحت الحمراء القريبة) . نفترض تركيز  $Nd^{+3}$  يساوي 1 % (أي 1% من  $Y^{+3}$  يحل محله  $Nd^{+3}$ ) ، وهذا يقابل إسكانا للحالة الأرضية (أي السوية الأدنى للحالة  $^4I_{9/2}$ ) يساوي  $N_g = 6 \times 10^{19} Nd^{+3} \text{ ions / cm}^3$  . وعند هذا التركيز يكون عمر السوية الليزرية العليا (الذي يتوقف على التركيز بسبب القنوات غير إشعاعية المعتمدة على التركيز)  $\tau = 0.23 \times 10^{-3} s$  . إن عمر السوية الليزرية السفلى أقصر بكثير من هذا (30n.s) ولكي نحسب المقطع العرضي الفعال ؛ نلاحظ أن السوية مكونة من سويتين مترابطتين بقوة ومنفصلين بمسافة  $\Delta E = \delta \delta_1$  (لاحظ الشكل 6.2) . إن الفعل الليزري يتم بين السوية الثانوية  $R_2$  من السوية العليا وإحدى السويات الثانوية من السوية الليزرية السفلى ( $^4I_{11/2}$ ) . والمقطع العرضي لهذا الانتقال

هو  $\sigma = 8.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$  . إلا أنه بسبب الترابط القوي بين السويتين الثانويتين للحالة العليا ، فإنه بحسب المعادلة (2.142m) ، يساوي المقطع العرضي الفعلي الواجب استخدامه:

$$\sigma_{21} = z_{21} \sigma = 3.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 \quad (5.36)$$

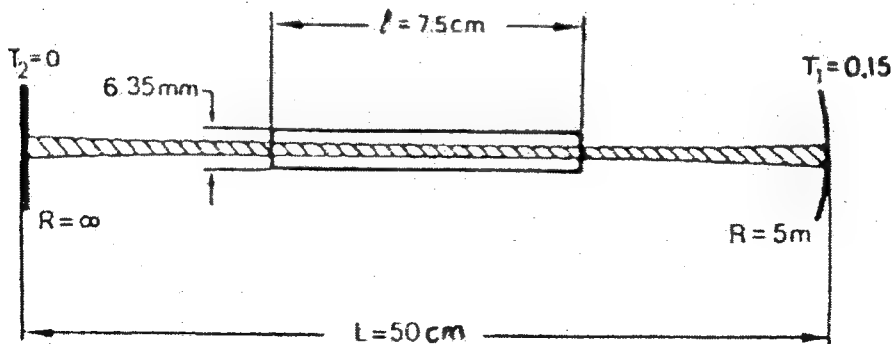
حيث  $z_{21} = \exp(-\Delta E / kT) / [1 + \exp(-\Delta E / kT)] = 0.4$  هو تابع تقسيم السوية الثانية  $R_2^+$  .

ندرس الآن منظومة ليزرية كالمبينة في الشكل (5.9) ونفترض أن القضيب يضخ بواسطة مصباح Kr ذي ضغط عال في داخل تجويف ضخ إهليلجي . منحنى نموذجي لاستطاعة الخرج  $P_1$  (في حالة تذبذب متعدد الأنماط) كتابع للاستطاعة الداخلة  $P_{in}$  إلى مصباح kr موضح في الشكل (5.10) . عدا الطاقات الداخلة مباشرة فوق حد العتبة ، فإن النتائج العملية في الشكل (5.10) توضح العلاقة الخطية لاستطاعة الخرج كتابع لاستطاعة الداخل ، وهذا متوقع بحسب المعادلة (5.23a) إن الجزء اللاخطي للمنحني قرب العتبة ، أكثر احتمالا بسبب الفعل التركيزي لتجويف الضخ الإهليلجي (راجع البند 3.2.2 من الفصل الثالث) . وهذا يؤدي إلى أن أول فعل ليزري سيبدأ فقط عند مركز القضيب . إن الجزء الخطي للمنحني يعطينا استكمال استقرائي للعتبة  $P_{th} = 2.2 \text{ kW}$  ، وهو يمكن تمثيله بالعلاقة الخطية ( $P_1$  مقاسة بالواط) :

$$P_1 = 53 \left( \frac{P_{in}}{P_{th}} - 1 \right) \quad (5.37)$$

ويمكننا بسهولة الحصول على التوقع النظري من المعادلة (5.23a) إذ ما عرفنا أن كل المقطع العرضي للقضيب يولد الليزر ، بحيث يمكننا أن نأخذ

وباستخدام القيم السابقة لـ  $\tau$  و  $\sigma_{21}$  نحصل على  $A = A_e = 0.31 \text{ cm}$   
 ونحصل من المعادلة (5.23a) على  $I_s = \hbar \omega / \sigma_{21} \tau = 2.27 \text{ KW} / \text{cm}^2$   
 $P_i = 57 \left[ \left( \frac{P_{in}}{P_{th}} \right) - 1 \right]$  التي تتفق بصورة جيدة مع النتائج العملية.



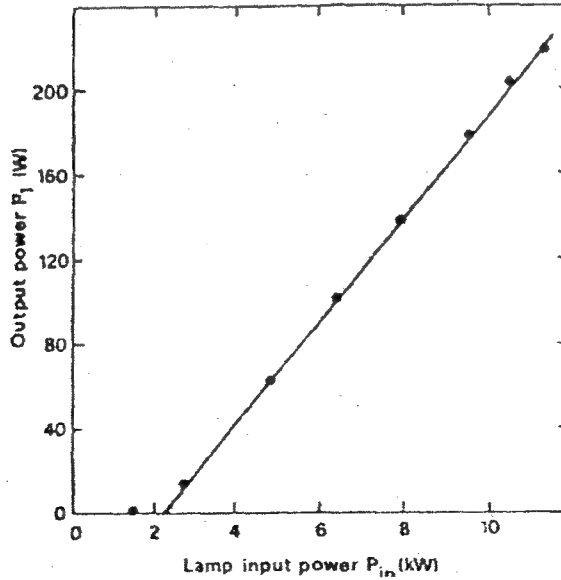
الشكل 5.9

ترتيب محتمل لمحاولة لليزر  $Nd:YAG$  الموجة المستمرة

ولكي نوازن الاستكمال الاستقرائي لحد العتبة ( $P_{th} = 2.2 \text{ kW}$ ) وميل منحنى الكفاءة ( $\eta_s = 2.4\%$ ) التجريبية بالقيم المتوقعة نظريا ، نحتاج إلى معرفة  $\gamma$  أي  $\gamma_i$  والآن ولما كان  $\gamma_2 = 0$  ، فإنه يمكن إعادة ترتيب المعادلة (5.25) بالصيغة:

$$\frac{-\ln R_l}{2} + \gamma_i = \eta_p \frac{P_{th}}{A I_s} \quad (5.38)$$

إذ إن  $R_1 = (1 - a_1 - T_1) \cong (1 - T_1)$  انعكاسية مرآة الخرج الليزري . لقد  
أهملنا امتصاص المرآة  $a_1$  لأنه ، في حالة طلاء متعدد الطبقات ، من المؤكد يكون  
أصغر من 0.5 % .



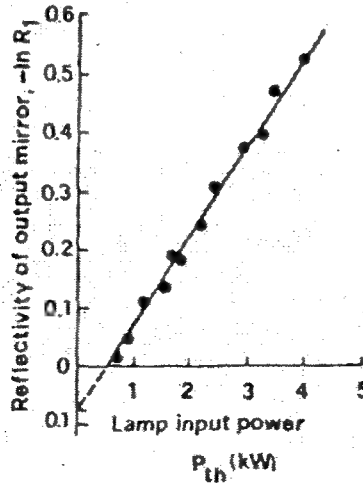
الشكل 5.10

الاستطاعة الخارجة المستمرة كتابع للاستطاعة الداخلة في المصباح لليزر  $Nd:YAG$  ذي الاستطاعة العالية ( بحسب  
( Koechner

ولو أجرينا عدة قياسات للاستطاعة الداخلة عند العتبة عند انعكاسات مختلفة  
للمرآة  $R_1$  ، إن المنحني  $P_{th}$  كتابع  $-\ln R_1$  - يجب أن يكون خطا مستقيما هذا ماتم  
الحصول عليه عمليا ، كما هو مبين في الشكل (5.11) . إن الاستكمال الاستقرائي  
للخط المستقيم في الشكل (5.11) لغاية  $P_{th} = 0$  يعطينا ، بحسب المعادلة (5.38) ،  
قيمة الخسائر الداخلية. من هذه الطريقة يمكننا الآن استخدام المعادلة (5.24a) لحساب  
كفاءة الضخ  $\eta_p$  . ميل المنحني هو الكفاءة في الشكل (5.10) (إذا اعتبرنا  $\eta_A = 1$ )  
نحصل على  $\eta_p = 3.5\%$  ، وهو عدد مناسب لهذا النوع من الضخ (لاحظ الجدول

3.1 في الفصل الثالث) . إن معرفة الخسائر الكلية تساعدنا أيضا على حساب حد العتبة لانقلاب الإسكان من المعادلة (5.17) نحصل على :

$$N_c = 4.5 \times 10^{16} \text{ Nd}^{+3} \text{ ions / cm}^3 \quad 5.39$$



الشكل 5.11

الاستطاعة الداخلة عند العتبة كتابع لانعكاسية المرآة ( بحسب Koechner)

وعلى هذا فإن  $N_c / N_g = 7 \times 10^{-4}$  ، الذي يؤكد أن انقلاب الإسكان يمثل نسبة ضئيلة من الإسكان الكلي . نحسب الآن النفوذية المثالية لمرآة الخرج الليزري عندما يضخ الليزر بثلاث مرات فوق قيمة العتبة ( $x=3$ ) أي عند استطاعة داخلية للمصباح 6.6 kW . يمكننا أن نجد من المعادلة (5.33b) أن  $x_{min} = x(\gamma / \gamma_i) = 9.4$  وعلى هذا نحصل من المعادلة (5.34) على  $(\gamma_i)_{OP} = 0.157$  التي تعود إلى نفوذية مثالية وهي جدا قريبة من القيمة المستخدمة في المثال .  $(T_i)_{OP} \cong 14.5 \%$

نحسب أخيرا الاستطاعة الخارجة المتوقعة عند النمط  $TEM_{00}$  عند استطاعة داخلية للمصباح تساوي  $P_{in} = 10 \text{ kW}$  . نجد أولا بحسب المعادلة (4.41) ، أن الطول المكافئ  $L_e$  للمحاورة المتحدة المحارق يساوي 316cm وأن أبعاد البقعة عند المرآة

المستوية في الشكل (5.9) هو  $w_0 = (L_e \lambda / 2\pi)^{1/2} = 0.73 \text{ mm}$  . ولكي نحصل على نمط  $\text{TEM}_{00}$  ، نفترض وجود فتحة دائرية موضوعة قرب المرآة الكروية ، بحيث يكون قطر الفتحة  $2a$  صغيرا إلى الحد الذي يمنع النمط  $\text{TEM}_{10}$  من التذبذب . إن الخسائر الكلية لهذا النمط يجب أن تكون على الأقل:

$\gamma' = \gamma \left( \frac{P_{in}}{P_{th}} \right)$  ، وأن خسائر الانعراج بسبب الفتحة يجب أن تساوي  $\gamma_d = \gamma' - \gamma = 0.42$  وفي رحلة الذهاب والإياب يجب أن تكون خسارة الانعراج  $2\gamma = 0.84$  وهذه تقابل بحسب المعادلة (5.4a) إلى خسارة % 57 في  $T_1$  خلال الاجتيازين . ولكي نحسب كبر الفتحة المطلوبة نلاحظ أن خسارة رحلة الذهاب والإياب في المنظومة المبينة في الشكل (5.9) هي نفس خسارة الاجتياز الواحد في المجاوبة المتناظرة الذي يتألف من مرأتين نصف قطرهما  $R = 5 \text{ m}$  وفتحة قطرها  $2a$  منفصلة بمسافة  $L_s = 2L = 1 \text{ m}$  وعلى هذا نجد من الشكل (4.21b) ولكون  $g = 0.8$  وأن الخسارة المطلوبة % 57 ، أنه يجب أن يكون لدينا  $N = a^2 / \lambda L_s = 0.5$  . وهذه تعطينا  $a = 0.73 \text{ mm}$  . ونجد من الشكل (4.21a) أن هذه الفتحة تؤدي إلى خسارة مقدارها % 28 للنمط  $\text{TEM}_{00}$  في المجاوبة المتناظرة المكافئة . إن هذا هو نفس خسارة الانعراج في خلال رحلة الذهاب والإياب في المجاوبة الأصلية . وهذا يعني ، بحسب المعادلة (5.4c) ، أن خسارة الاجتياز الواحد تساوي  $\gamma_d \cong 0.164$  . وبذلك ترتفع الخسائر الكلية للنمط  $\text{TEM}_{00}$  إلى  $\gamma' = \gamma_d + \gamma = 0.283$  وأن الحد العتبة للاستطاعة المتوقعة هي  $P'_{th} = 5.2 \text{ kW}$  بحسب المعادلة (5.37) نجد أن الاستطاعة الخارجة المتوقعة عند  $P_{in} = 10 \text{ kW}$  هي

$$A_e = \pi w_0^2 / 2 = 0.84 \text{ mm}^2 \quad \text{إذ أن} \quad P_1 = 53(A'_e / A_e)[(P_{in} / P_{th}) - 1] = 1.3 \text{ W}$$



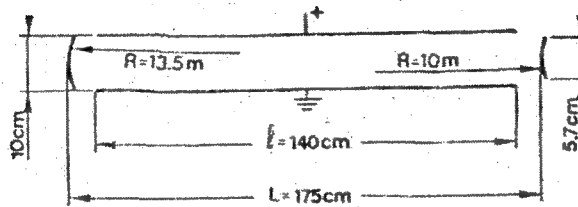
والمثال الثاني هو ليزر CO<sub>2</sub> ذو الإستطاعة العالية . سوف ندرس المنظومة الليزرية المبينة في الشكل (5.12) ، التي تتكون من مجاوبة متحدة المحارق غير مستقرة ذات فرع موجب . إن طول المجاوبة يساوي  $L = 175 \text{ cm}$  ، في حين أن طول الوسط الليزري هو  $l = 140 \text{ cm}$  . إن إثارة غاز CO<sub>2</sub> يتم بواسطة التفريغ الكهربائي بين القطبين المستويين المبينين في الشكل (لاحظ كذلك الشكل 6.15) . يبين الشكل (5.13) نتائج قياسات نموذجية للاستطاعة الخارجة  $P_1$  كتابع للاستطاعة الداخلة  $P_{in}$  في التفريغ الكهربائي . ويمكن تمثيل النقاط التجريبية بالمعادلة الخطية :

$$P_1 = 6.66 \left[ \frac{P_{in}}{P_{th}} - 1 \right] \quad (5.40)$$

حيث  $P_1$  محددة بالكيلو واط وأن  $P_{th}$  عتبة الاستطاعة الداخلة المستقرة استكمالياً ( $P \cong 44 \text{ kW}$ ) .

وبما أن ليزر CO<sub>2</sub> يعمل على أساس أربعة سويات، فإنه يمكن موازنة المعادلة (5.40) بالمعادلة (5.23a) . ولهذا علينا أن نعرف النفوذية  $T_1$  لمرآة الخارج الليزري . لدينا في ضمن تقريرات البصريات الهندسية أن (راجع المعادلة 4.59) :

$$T_1 = \frac{M^2 - 1}{M^2} = 0.45 \quad (5.41)$$



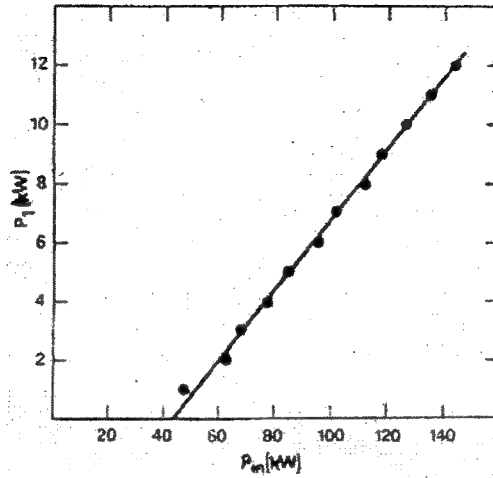
الشكل 5.12

ترتيب مجاوبة محتمل لليزر CO<sub>2</sub> بنمط TE ذي الاستطاعة العالية

في هذه المعادلة  $M$  تمثل عامل التكبير في خلال رحلة الذهاب والإياب وتساوي  $M = R_1 / R_2 = 1.35$  ، ذلك أن  $R_1$  و  $R_2$  نصفَي قطري المرآتين . إن استخدام النظرية الموجية سيؤدي (راجع الشكل 4.29) إلى  $T_1 = 0.2$  للنمط ذي الرتبة الدنيا وسوف نستخدم القيمة المحددة بالبصريات الهندسية على أنها أكثر واقعية للحالة المدروسة للسبين الآتين (أ) إن عدد فريزل المكافئ نوعا ما كبيرا ( $N_{eq} = 7.4$ ) وعلى هذا نتوقع عددا قليلا من الأنماط المستعرضة لها خسائر مقاربة (راجع الشكل 4.28) (ب) إن الليزر مثار باستطاعة أعلى بكثير من استطاعة العتبة (2.8 مرة ، عند استطاعة خرج 12 kW ، لاحظ الشكل 5.13) إذ معظم الأنماط المذكورة في أعلاه سيكون بإمكانها التذبذب . والحقيقة هي أننا سنجد في الحسابات الآتية أن قيمة  $T_1$  المعتمدة على البصريات الهندسية تؤدي إلى توافق أفضل مع التجارب من القيمة المعتمدة على النظرية الموجية . وعلى هذا فإن موازنة المعادلة (5.40) بالمعادلة (5.23a) وباستخدام  $T_1 = 0.45$  يؤدي إلى  $A_e I_s = 22.3 \text{ kW}$  . إن قطر الحزمة في مجاوبة الليزر (راجع كذلك الشكل 4.26b) هو  $D = 2Ma_2 = 7.6 \text{ cm}$  ، الذي يؤدي إلى  $A_e = \pi D^2 / 4 \cong 45 \text{ cm}^2$  ومن ثم إلى أن  $I_s \cong 500 \text{ W/cm}^2$  . إن هذه القيمة تتفق مع التقديرات النظرية .

ومن الإحصائيات في الشكل (5.13) نستطيع الآن حساب الربح (غير المشبع)  $g_0$  المتوقع للوسط الليزري عند الاستطاعة الداخلة  $P_{in} \cong 140 \text{ kW}$  إذ نحصل على :

$$g_0 = N_2 \sigma = \frac{P_{in}}{P_{th}} N_{20} \sigma = \frac{P_{in}}{P_{th}} \frac{\gamma}{l} \quad (5.42)$$



الشكل 5.13

الاستطاعة الخارجة المستمرة ( $P_1$ ) كنابع لاستطاعة التفريغ الكهربائي  $P_{in}$   
 لليزر  $CO_2$  بنمط  $TE$  ذي الاستطاعة العالية

ذلك أن  $N_2$  و  $N_{20}$  اسكان السوية 2 عند  $P_{in} = 140 \text{ kW}$  و  $P_{in} = P_{th}$  على التوالي . ولحساب  $\gamma$  نفترض أن خسارة المرآة (الامتصاص إضافة للتشتت) تساوي 2% ، في حين نهمل الخسارات الداخلية . وعلى هذا نحصل من المعادلتين (5.4) و (5.5) على  $\gamma_1 = 0.598$  و  $\gamma_2 = 0$  و  $\gamma_t = 0.02$  و  $\gamma = 0.319$  وبتعويض القيمة الأخيرة في المعادلة (5.42) نحصل على  $g_0 = 6.3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  ، وهو على اتفاق جيد مع القيم المقاسة عمليا لهذا النوع من الليزر.

نوازن الآن القيمة التجريبية للميل الممثل للكفاءة في الشكل (5.13) بالقيمة المتوقعة نظريا . بما أن  $\eta_p \cong 0.7$  (راجع البند 3.3.3) وأن  $\eta_q = 0.4$  فنحصل من المعادلة (5.24b) على :

$$\eta_s = 0.22 \eta_A \eta_d \quad (5.43)$$

التي يجب موازنتها بالقيمة  $\eta_s \cong 0.12$  التي نحصل عليها من الشكل (5.13) ومن هنا نستنتج أن  $\eta_A \eta_d \cong 0.55$  . إلا أنه من الممكن تماما أن تكون  $\eta_A \eta_d$  أكبر بكثير من هذه القيمة لأن القيمة الحقيقية لكفاءة الضخ يمكن أن تكون نوعا ما أصغر من 0.7 . إن الإحصائيات في الشكل (5.13) تقود في الحقيقة إلى منظومة ذات دورة مغلقة جزئيا ، وفي هذه الحالة يمكن أن تتجمع نتائج التفريغ في المزيج الغازي فيؤدي أن نناقش كفاءة الضخ .

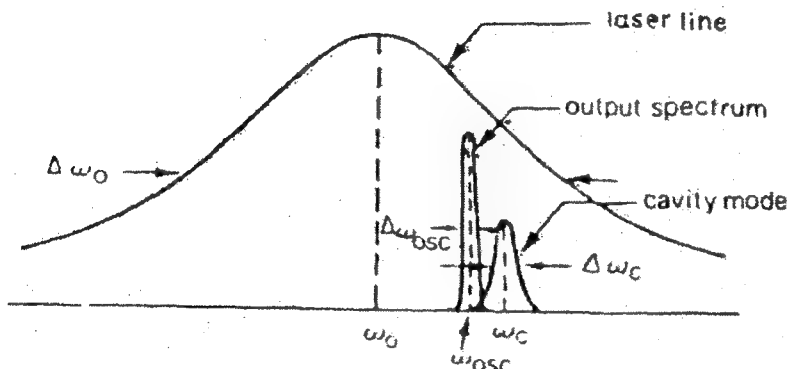
ويمكننا أخيرا حساب ازدواج الخرج الليزري الأمثل عند  $P_{in} = 140 \text{ kW}$  أي عند  $x = 2.8$  فوق قيمة العتبة في الشكل (5.13) . وبما أن  $x_{min} = x(\gamma/\gamma_i) = 44.6$  فنحصل من المعادلة (5.34) على  $(\gamma_1)_{op} = 0.23$  التي تقابل  $(T_1)_{op} = 20\%$  . وهذا يعني أن الليزر فوق الازدواج بصورة كبيرة إن هذه الحالة يمكن أن تدخل بصورة متعمدة في الليزر لأنها وإن تقلل استطاعة الحزمة الخارجة (بحوالي 10 % ) ، لكنها تحسن استطاعته التركيبية والحقيقة هي أنه يمكن زيادة  $T_1$  بزيادة  $M$  ، ومن ثم زيادة عرض دائرة الحزمة الخارجة (وتساوي تقريبا  $(M-1)a_2$  ، راجع الشكل 4.26) . إن هذه النتيجة تشكل تحسنا لتركيز الحزمة .

### 5.3.7 سحب التردد وحدود أحادية الطول الموجي

#### Frequency Pulling and Limit to Monochromaticity

ندرس الآن ظاهرتين لا يمكن وصفهما ضمن تقريبات معادلات المعدل المستخدمة حتى الآن ، ولكنها مع ذلك جدا مهمة ويجب أخذها بعين الاعتبار هنا . ولهذا الدراسة نشير إلى الشكل (5.14) الذي يبين منحنيات التجاوب لكل من الخط الليزري (متمركز عند التردد  $\omega_0$  وله عرض  $\Delta\omega_0$ ) ونمط المجاوبة (متمركز عند  $\omega_c$  وله

عرض  $\Delta\omega_c$  . نفترض أن التذبذب يحدث بهذا النمط . ونعالج مسألة إيجاد تردددها  $\omega_{osc}$  وعرض الطيف الخارج  $\Delta\omega_{osc}$  .



الشكل 5.14

سحب التردد والطيف الخارج للليزر النمط الوحيد

ويمكن حساب  $\omega_{osc}$  ضمن التقريبات نصف الكلاسيكية . ويمكن الإثبات بأن  $\omega_{osc}$  محصورة بين  $\omega_0$  و  $\omega_c$  أي أن  $\omega_{osc}$  لا تنطبق على  $\omega_c$  بل إنها مسحوبة نحو مركز الخط الليزري  $\omega_0$  . في حالة خط متجانس (أو كتقريب أولي في حالة خط غير متجانس) يتحدد تردد التذبذب بالمتوسط الموزون للترددين  $\omega_0$  و  $\omega_c$  . ويتناسب الوزن مع مقلوب عرض الخطين العائدين لهما ، على التوالي وبذلك :

$$\omega_{osc} = \frac{(\omega_0 / \Delta\omega_0) + (\omega_c / \Delta\omega_c)}{(1/\Delta\omega_0) + (1/\Delta\omega_c)} \quad (5.44)$$

إن قيمة  $(\Delta\omega_0 / 2\pi)$  يمكن أن تتراوح من حوالي 1 GHz (للاتنقالات في المنطقة المرئية والمتوسعة بتأثير دوبلر . راجع المعادلة 2.114 ولغاية 300 GHz لليزرات الحالة الصلبة . راجع الشكل 2.14) . ومن ناحية ثانية في حالة مجاورة طولها 1m فإذن  $(\Delta\omega_c / 2\pi) = 1/2\pi\tau_c = \gamma c_0 / 2\pi L$  (راجع المعادلتين 4.9 و 5.9b) وهذه تتراوح من 1 MHz  $\approx$  إلى بضعة عشرات MHz (إذ إن  $\gamma$  تتراوح بين حوالي  $10^{-2}$  كقيمة

نموذجية في حالة وسط ليزري ذي ربح قليل مثل He - Ne . إلى حوالي  $10^{-1} \times 5$  للمواد ذات الربح العالي) . ولما كان  $\Delta\omega_0 \ll \Delta\omega_c$  فإن تأثير سحب التردد يكون بصورة عامة جدا صغيرا .

نحسب الآن العرض  $\omega_{osc}$  للخروج الليزري عندما يتذبذب بالنمط المفرد المذكور أعلاه . إن غاية هذا العرض تتحدد بضجيج الإصدار التلقائي . أو بصورة مكافئة بترجيحات النقطة الصفرية لحقل النمط الليزري . ولما كانت هذه الترجيحات توصف فقط ضمن إطار النظرية الكمومية المتكاملة (راجع البند 2.3.2) . فإن هذه الغاية لا يمكن اشتقاقها في معالجتنا الحالية . ويمكن إثبات أن ترجيحات النقطة الصفرية تؤدي إلى توسيع الطيف الخارج بشكل لورانسى بصورة رئيسية وذلك بسبب ترجيحات تردد الحزمة الخارجة . وللتبسيط نقول : لو كانت الخسائر الداخلية  $\gamma_i$  مهملة . فإن عرض الطيف (FWHM) للخروج الليزري يساوي :

$$\Delta\omega_{osc} = \frac{4\hbar\omega_{osc}(\Delta\omega_c)^2}{P} \quad (5.45)$$

إذ إن P استطاعة الخرج . حتى في حالة استطاعات خرج معتدلة

(مثلا  $P \cong 1 \text{ mW}$ ) فإن قيمة  $\Delta\omega_{osc}$  المتوقعة من المعادلة (5.45) صغير جدا بحيث إنهاء عمليا تغطي عليها عمليات التوسيع الأخرى . والحقيقة هي أننا لدينا من المعادلة (5.45) أن  $(\Delta\omega_{osc} / \omega_{osc}) = 4\hbar(\Delta\omega_c)^2 / P$  ، التي هي في حالة  $(\Delta\omega_c / 2\pi) \approx 10^7 \text{ Hz}$  تعطينا  $(\Delta\omega_{osc} / \omega_{osc}) \cong 10^{-5}$  . ولكي نقيم نقاوة الطيف هذا ، لندرس شرط استقرار طول المجاوبة كي يكون تردد المجاوبة  $\omega_c$  مستقرا ضمن هذا المقدار . نجد من المعادلة (4.3) ، في حالة n ثابت ، أن  $(\Delta L / L) = -(\Delta\omega_c / \omega_c) \cong 10^{-15}$  ومن اجل طول  $L = 1 \text{ m} = 10^{10} \text{ \AA}$  ، فإن  $|\Delta L| \cong 10^{-5} \text{ \AA}$  أي أصغر بكثير من الأبعاد النموذجية للذرة (حوالي  $1 \text{ \AA}$ ) . هذا يشير

إلى أنه من الناحية العملية الأكثر احتمالاً أن غاية نقاوة اللون للحزمة الليزرية بتغيرات طول المجاوبة بسبب الاهتزازات أو التأثيرات الحرارية . إذا كانت مرآتا المجاوبة مدعومتين بقضبان من مادة الإنفار Invavr سبيكة من  $Ni_{35}Fe_{65}$  ذات كتل كبيرة فإن الاهتزازات الصوتية يمكن أن تؤدي إلى قيم لـ  $(\Delta\omega_{osc} / 2\pi)$  بحدود بضعة كيلو هرتز إلى بضعة عشرات منها  $(\Delta\omega_{osc} / \omega_{osc} = 10^{-10} - 10^{-11})$  . إن تغير درجة حرارة المجاوبة بمقدار  $\Delta T$  يؤدي إلى قيمة  $(\Delta\omega_{osc} / \omega_{osc}) \equiv \alpha \Delta T$  ، إذ أن  $\alpha$  معامل تمدد المادة الداعمة . وحالة الإنفار  $\alpha = 10^{-7} / ^\circ K$  ، وعلى هذا فإن  $\Delta T \cong 10^{-7} (\Delta\omega_{osc} / \omega_{osc})$  وبذلك فإنه حتى تغير  $10^{-3} ^\circ K$  في درجة الحرارة يؤدي إلى انحراف تردد النمط (ومن ثم انحراف تردد الخرج الليزري) أكبر بكثير من عرض التردد بسبب الاهتزازات الصوتية . إلا أن تأثير الاهتزازات الصوتية (التأثير الصغير لاستقرار التردد) وتغيرات درجة الحرارة (التأثير الكبير لاستقرار التردد) يمكن تقليصهما بصورة كبيرة باستخدام طرق استقرار تردد التحويل الديناميكية .

#### 5.4 السلوك العابر لليزر *Transient Laser Behavior* :

إن دراسة السلوك العابر لليزر تتطلب حل المعادلات (5.13) أو (5.16) لليزر الأربع سويات أو ليزر الثلاث سويات ، على التوالي . وبذلك لمعدل ضخ معين معتمد على الزمن  $W_p(t)$  وبعد تحديد الشروط الابتدائية ، نجد السلوك الزمني لـ  $q(t)$  و  $N(t)$  . وفي الدراسة التالية سنعالج بضعة أمثلة مهمة على السلوك العابر لليزرات . وبما أن المعادلات التي تصف هذه المسألة غير خطية بالمتغيرات  $q(t)$  و  $N(t)$  (والحقيقة هي أن هذه المعادلات تتضمن حدوداً على شكل حاصل ضرب  $qN$ ) فإنه بصورة عامة لا يمكن الحصول هنا على حل تحليلي عام . ولذلك سنقتصر على مناقشة بضعة أمثلة مهمة .

#### 5.4.1 السلوك الابرى لليزرات النمط الواحد ومتعدد الأنماط :

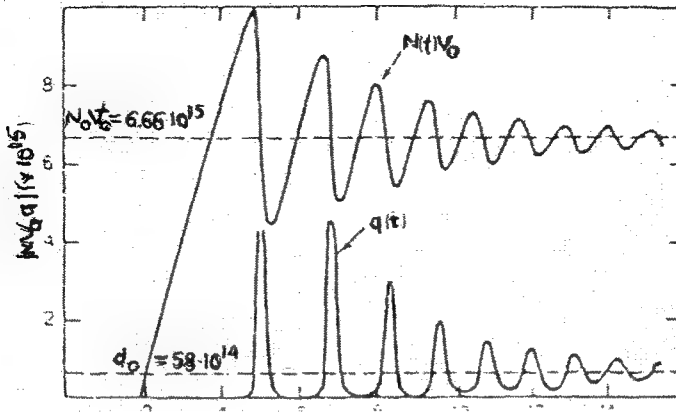
##### Spiking Behavior of Single – Mode and Multimode Lasers

الحالة الأولى التي ندرسها تعود لمعدل الضخ بشكل تابع درجي ، أي تابع يتغير بصورة مفاجئة . ونفترض أن  $W_p = 0$  عند  $t < 0$  وأن  $W_p(t) = W_p$  (غير معتمدة على الزمن) عند  $t = 0$  . سنفترض أولاً أن الليزر يتذبذب بنمط واحد لأن ذلك ، من الناحية المبدئية هو شرط تحقق المعادلات (5.13) و (5.16) .

وكمثال نموذجي ، يوضح لنا الشكل (5.15) السلوك الزمني المحسوب لـ  $N(t)$  و  $q(t)$  لليزر السويات الثلاث مثل ليزر الياقوت . إن الشروط الابتدائية هي  $N(0) = -N_t$  و  $q(0) = q_i$  ، إذ أن عدد صحيح صغير معين ، الذي نحتاجه فقط كي يبدأ العمل الليزري . هناك عدة معالم لهذا الشكل تجدر الإشارة لها هنا : (أ) إن فوتونات المجاوبة  $q(t)$  تظهر شكل متسلسل من ذرى (إبر) ذات سعات متناقصة ويكون الفاصل بين ذروة وأخرى بضع مايكروثانية . وعلى هذا فإن القدرة الخارجة تظهر أيضاً هذا السلوك . إن تذبذباً منتظماً من هذا النوع يدعى عادة تذبذباً إبيرياً منتظماً . (ب) إن انقلاب الإسكان  $N(t)$  يتذبذب حول قيمة الحالة المستقرة  $N_0$  . (ج) كل من  $N(t)$  و  $q(t)$  يصلان في النهاية قيم الحالة المستقرة المتوقعة بحسب المعادلتين (5.27) و (5.30) على التوالي . إن السلوك المتذبذب لكل من  $N(t)$  و  $q(t)$  هو بسبب تأخر الفوتونات لمواكبة تغير معين في انقلاب الإسكان . إذ عندما تحتاز  $N(t)$  أول مرة القيمة  $N_0$  (عند حوالي  $t \approx 6 \mu s$  في الشكل) ، فإن الليزر سيصل حالة العتبة ويبدأ بالتذبذب . إلا أن عدد فوتونات المجاوبة سوف يأخذ بعض الوقت لينمو من قيمته الابتدائية المحددة بالإصدار التلقائي ، وفي خلال هذا الزمن تستمر  $N(t)$  بالازدياد فوق  $N_0$  بسبب عملية الضخ المستمرة . في حين عندما تزداد  $q(t)$  إلى قيمة



عالية مناسبة ، فإن  $N(t)$  تبدأ بالتناقص بسبب المعدل السريع للإصدار المتحرض و خلال الزمن الذي تصل في نهايته  $q(t)$  إلى قيمة عظمى ، تتناقص  $N(t)$  حتى تصل  $N_0$  وهذا يمكن إثباته بسهولة من المعادلة (5.16b) إذ عندما  $(dq/dt) = 0$  ، فإن  $N = 1/V_a B \tau_c = N_0$  . إن قيمة  $N(t)$  تستمر بالتناقص إلى ما دون  $N_0$  بسبب المعدل العالي للإصدار المتحرض الذي ما زال قائما . وعلى هذا فإن الليزر سيتحول إلى ما دون حالة العتبة وبذلك يميل الفعل الليزري للتوقف . وعندها يدفع  $N(t)$  مرة أخرى إلى الأعلى بسبب عملية الضخ حتى تصل مجددا إلى حالة العتبة  $\tau \approx 6 \mu s$  ، ستبدأ فوتونات المحاوبة بالتزايد مرة أخرى وهكذا علينا أن نلاحظ أن حسابات الآلة الحاسبة تؤكد وصول الليزر في النهاية إلى الحالة الثابتة المتوقعة بحسب (5.27) و(5.30) ، وأن حلول الحالة الثابتة هذه تكون مستقرة .

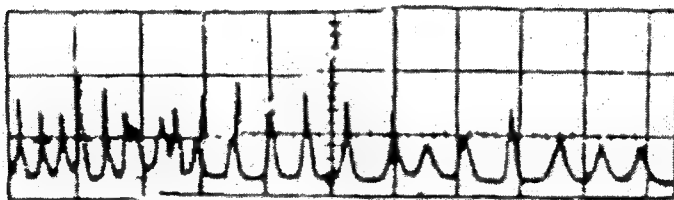


الشكل 5.15

مثال للسلوك الزمني للانقلاب الإسكاني الكلي  $V_a N(t)$  وعدد الفوتونات  $q(t)$  لليزر السويات الثلاث

إن المناقشات حتى الآن تخص تذبذب النمط الواحد ، وقد وجد في هذه الحالة أن النتائج العملية تتفق بصورة جيدة مع التوقعات النظرية المذكورة في أعلاه . إلا أنه في الحقيقية ليس من السهل دائما الحصول على تذبذب نمط واحد وبالأخص عندما

يكون عرض خط انتقال الليزر أكبر بكثير من فرق التردد بين الأنماط (وهذا ما يحدث مثلا في ليزرات الحالة الصلبة والسائلة). وفي حالة تعدد أنماط التذبذب تصبح المعالجة النظرية أكثر تعقيدا . فليس كافيا هنا تحديد العدد الإجمالي الفوتونات عند جميع أنماط التردد .



الشكل 5.16

سلوك زمني نموذجي لليزر الحالة الصلبة متعدد الأنماط « وأن استطاعة الخرج في هذه الحالة هي من الليزر الباقوتي ، وأن مقياس الرسم هنا هو  $50 \mu s$  لكل تقسيمة

لكي نأخذ بعين الاعتبار التغيير الزمني والتداخل المكاني للأنماط ، علينا أن نضع عددا من معادلات الحقل الكهربائي للموجة الكهرمغناطيسية (تضم سعة الموجة وطورها) يساوي عدد الأنماط المتذبذبة . في هذه الحالة لا يكون السلوك الزمني لاستطاعة الخرج بنفس البساطة المبينة في الشكل (5.15) . مثال نموذجي للسلوك الزمني المشاهد في حالة ليزرات الحالة الصلبة موضح في الشكل (5.16) . ويمكن الملاحظة أن استطاعة الخرج على شكل نبضات متتابعة غير منتظمة الفواصل الزمنية وتكون سعة كل نبضة عشوائية (شكل إيري غير منتظم) نضيف إلى ذلك أن التذبذب لا يميل إلى قيمة الحالة المستقرة كما في الشكل (5.15) . إن هذه الصفة هي بسبب أن أنماط التذبذب تتغير عادة من ذروة إلى ذروة تالية أو من مجموعة من الذرى إلى مجموعة تالية ، بما يدعى بظاهرة قفزات النمط . ففي هذه الحالة لا يسلك الليزر بشكل منتظم وتكراري.

ويمكن للاستطاعة الخارجة من ليزر متعدد الأنماط أن تسلك بصورة منتظمة كما في الشكل (5.15) ، وذلك تحت شروط معينة. وهذا يحدث عندما يكون عدد أنماط التذبذب كبير جدا وأن أطوار المجالات الكهربائية العائدة لتلك الأنماط عشوائية في هذه الحالة تكون شدة الضوء الكلية تساوي مجموع شدات الضوء للأنماط المختلفة في هذه الحالة يمكن تحليل بدلالة العدد الكلي للفوتونات  $q$  في داخل المجاوبة . وهذا يمكن أن يحدث عندما (أ) تكون فواصل التردد بين الأنماط صغيرة جدا بالموازنة مع عرض خط الليزر (مجاوبة طويلة) (ب) تكون خسارة كل نمط كبيرة ، وعلى هذا يكون عرض خط النمط مقاربا أو أكبر من فاصل التردد بين نمط وآخر ، (ج) تكون الخسارة متساوية تقريبا لجميع الأنماط . والحقيقة هي أنه يكون مفهوم نمط المجاوبة ، في هذه الحالة غير ذي معنى فيزيائي ، ويجب بدل ذلك معالجة المجاوبة على أنها منظومة إعادة تغذية غير رنانة .

## 5.4.2 تبديل عامل النوعية Q : Q Switching

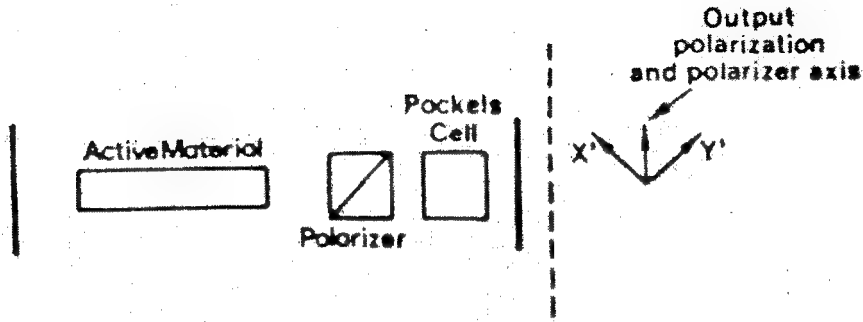
إن تبديل عامل النوعية Q يساعد على توليد نبضات ليزرية في خلال فترة قصيرة (تراوح ما بين بضعة نانو ثانية ولغاية بضعة عشرات نانوثانية) واستطاعة ذروتها عالية (تراوح ما بين بضعة ميغاواط ولغاية عشرات الميغاواط) . إن مبدأ هذه الطريقة هو كما يأتي . افرض أن هناك مغلاقا في داخل مجاوبة الليزر . إذا كان المغلاق مغلقا فإن الفعل الليزري لا يمكنه الحدوث ومن ثم فإن انقلاب الإسكان يمكن أن يصل قيمة عالية جدا . وعندما يفتح المغلاق بصورة مفاجئة ، فإن الليزر سيكون له ربح يزيد بكثير على الخسائر ، وإن الطاقة المخزونة سوف تتحرر على شكل نبضة ضوئية ذات شدة عالية . ولما كانت هذه الطريقة تتضمن تبديل عامل النوعية Q للمجاوبة من قيمة منخفضة إلى قيمة عالية ، فإنها تعرف بتبديل Q . بشرط أن يستغرق فتح المغلاق

زمنًا قصيرًا بالموازنة بزمن تكون نبضة الليزر (تبديل سريع)، وهكذا فلا استطاعة الخارجة ستكون في الحقيقة من نبضة واحدة عملاقة إلا أنه في حالة التبديل البطيء يمكن حدوث عدة نبضات. والحقيقة هي أن الطاقة المخزونة في الوسط قبل التبديل تنضب في سلسلة من المراحل، وكل مرحلة تمثل إصدار نبضة. كل نبضة تدفع الربح إلى ما دون العتبة الآتية وبذلك تمنع تذبذبا إضافيا إلى أن يقلل التبديل مرة أخرى الخسارة في مجاوبة الليزر، ومن ثم يقلل قيمة العتبة.

#### 5.4.2.1 طرق تبديل ( Q ) Methods of Q switching

منظومات التبديل أكثر شيوعا هي الآتية :

أ — مغلاق ضوئي — كهربائي وهذه تستخدم ظاهرة ضوء - كهربائية مناسبة وهي ظاهرة بوكلز. في حين نشير للقارئ مراجع أخرى للزيادة بالتفصيل، نبين هنا خلية تعمل على أساس ظاهرة بوكلز ( خلية بوكلز ) هو جهاز يطبق عليه كمون كهربائي مستمر فتصبح بلورته ذات انكسار مضاعف. يتناسب هذا الانكسار المضاعف مع الكمون المطبق. الشكل (5.17) يبين ليزر، فيه مبدل ( Q ) يتركب من مستقطب و خلية بوكلز. إن خلية بوكلز موجهة ومنحازة بشكل بحيث يكون محور الانكسار المضاعف  $X'$  و  $Y'$  في مستوي عمودي على محور مجاوبة الليزر. إن محور الاستقطاب يصنع زاوية مقدارها 45 مع محوري الانكسار المضاعف. لتتصور الآن أن موجة ضوئية تنتشر من المادة الفعالة نحو ترتيب المقطب و خلية بوكلز. إذا كان للكمون المطبق على الخلية قيمة مناسبة ( حوالي 1.5 kv )، فإن الانكسار المضاعف المتولد سيؤدي إلى ضوء مستقطب خطيا كما أن الضوء المستقطب خطيا الخارج من المقطب سيتحول إلى ضوء مستقطب دائريا بعد خروجه من خلية بوكلز.



الشكل 5.17

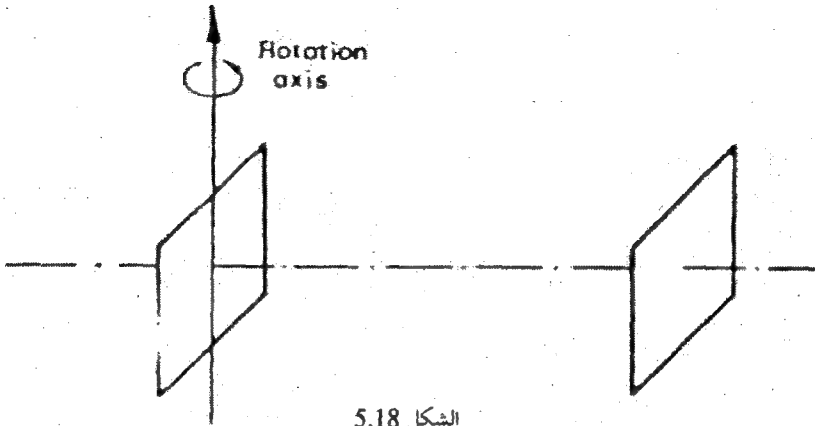
مبدل  $Q$  من مقطب وخلية بوكلز. إن الجزء الأيمن من الشكل (بعد الخط المتقطع) هو منظر الاستقطاب الخارج . ومحور الاستقطاب . ومحوري الانكسار المضاعف لخلية بوكلز ( $X', Y'$ ) على طول محور المحاوية

وبعد انعكاسه من المرآة فإن هذا الضوء سيتحول مرة أخرى بواسطة خلية بوكلز إلى ضوء مستقطب خطياً، ويكون محور استقطابه الجديد عمودياً على محور استقطابه الأول. وعلى هذا فإن هذا الضوء سوف لا يستطيع المرور من المقطب في هذه الحالة يكون مبدل  $Q$  مغلقاً . ويتم فتح المبدل بإزالة كمون الانحياز إذ عند ذلك سيختفي الانكسار المضاعف ومن ثم فإن الضوء سينفذ من دون أن يتغير استقطابه.

(ب) مغلاقات ميكانيكية . إحدى الطرق الميكانيكية المستخدمة في تبديل  $Q$  تتم بتدوير إحدى المرآتين في نهايتي المحاوية (لاحظ الشكل 5.18) . ولكي نتجنب النبضات المضاعفة يجب أن يكون الدوران سريعاً جداً . وفي حالة محاوية طولها  $L = 50cm$  ، تكون السرعة المطلوبة بحدود 30,000 دورة في الدقيقة .

(ج) مغلاق يستخدم ماصات قابلة للإشباع . وهذا يمثل أبسط طرق تبديل  $Q$  يتكون المغلاق في هذه الحالة من خلية تحتوي على ماص قابل للإشباع مناسب، بمنص طول موجة الليزر . وهذا عادة على شكل محلول صبغة قابلة للإشباع (مثلاً

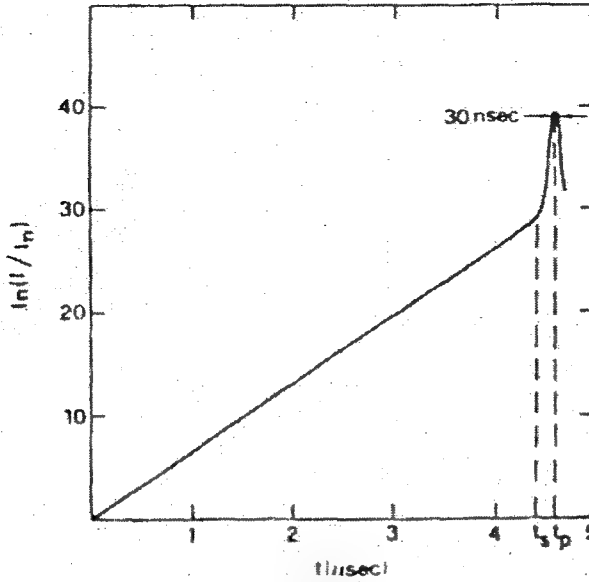
الصيغة المعروفة BDN في حالة Nd:YAG). ويمكن أن يعد هذا الماص نظاميا من مستويين وله ذروة مقطع عرضي للامتصاص عالية جدا ( $10^{-16} \text{ cm}^2$ ) كقيمة نموذجية لصيغة قابلة للإشباع). وبذلك ينتج من المعادلة (2.128) أن شدة الإشباع ( $I_s$ ) تكون صغيرة نسبيا، ومن ثم يصبح الماص شفافا تقريبا (بسبب الإشباع) في حالة شدة ضعيفة نسبيا للضوء الوارد. والآن تصور أن خلية تحتوي على محلول ماص له ذروة امتصاص عند طول موجي ينطبق على طول موجة الليزر، قد أدخلت إلى داخل مجاوبة الليزر. وافرض كذلك، للسهولة، إن الامتصاص الابتدائي (أي، غير المشبع) للخلية هو 50% ويبدأ الفعل الليزري عندما يعوض ربح المادة الفعالة خسارة الخلية إضافة لخسائر المجاوبة الغير القابلة للإشباع. وبسبب الامتصاص العالي للخلية فإن انقلاب الإسكان الحرج سيكون كبيرا جدا. وعندما يبدأ الفعل الليزري، فإن شدة الليزر ستتمو من التشويش الابتدائي المتمثل بالانبعاث التلقائي (لاحظ الشكل 5.19). وعندما تصبح الشدة مقاربة ( $I_s$ ) التي تحدث عند زمن  $t = t_s$  في الشكل 5.19، يبدأ عندها الماص بالابيضاض بسبب التشبع. وبذلك سيزداد معدل نمو شدة الليزر وهذا بدوره يسبب زيادة معدل الامتصاص. وهكذا ولما كان ( $I_s$ ) صغيرا نسبيا، فإن الانقلاب الإسكاني المتبقي في الوسط الليزري بعد إبيضاض الماص يساوي تقريبا انقلاب الإسكان الابتدائي (أي أنه كبير جدا)



الشكل 5.18

نظام المرآة الدوارة في تبديل  $Q$

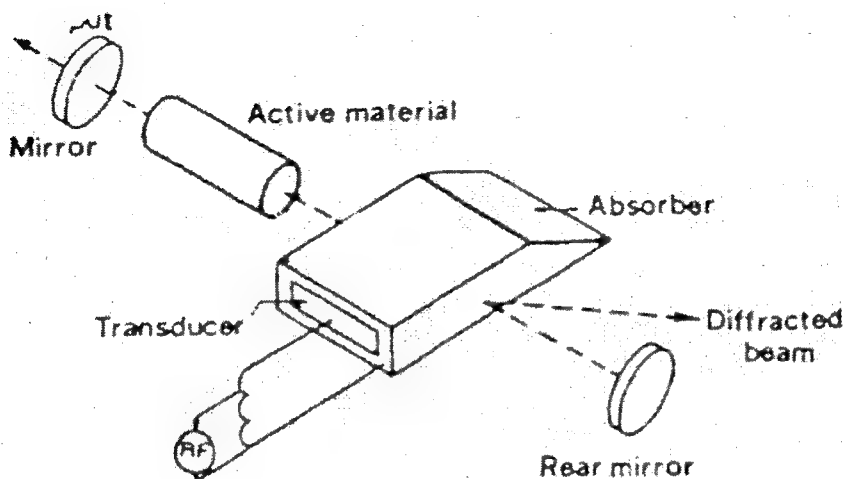
ومن هنا سيمتلك الليزر بعد الإبيضاض رجحا أكبر بكثير من الخسائر ، وبذلك تتولد نبضة عملاقة يبينها الشكل ( 5.19 ) .



الشكل 5.19

سلوك زمني أنموذجي لشدة حزمة ليزرية ( $I$ ) في محاولة طولها  $60cm$  يتم تبديل  $Q$  سلبيا أي من دون فعل خارجي بواسطة ماص قابل للإشعاع . إن الكمية ( $I_n$ ) هي شدة الضجيج في نمط معين بسبب الإصدار التلقائي والشكل يبين أيضا أن عرض النبضة ( $FWHM - 30ns$ )

(د) مبدلات  $Q$  الصوتية — الضوئية . إن المعدل الصوتي — ضوئي يتكون من قالب من مادة شفافة ضوئيا (مثلا ، تستخدم الكوارتز المنصهر للضوء المرئي ويستخدم الجرمانيوم للأشعة تحت الحمراء ) ، وترسل فيه موجة فوق صوتية من محول طاقة كهر وضغطي . وبسبب وجود الموجة فوق الصوتية فإن المادة تسلك مثل شبكة انعراج طوري . والحقيقة هي أن الإجهاد الناتج من الموجة فوق الصوتية يؤدي إلى تغييرات موضعية في قرينة انكسار الوسط (المفعول الضغطي الضوئي) . إن دور شبكة الانعراج يساوي الطول الموجي الصوتي وسعته تتناسب وسعة الموجة الصوتية . فلو أدخلت خلية صوتية — ضوئية في المجاوبة الشكل 5.20 ، فستنتج خسارة إضافية في المجاوبة عند تطبيق كمون على متحول الطاقة . والحقيقة إن نسبة من حزمة الليزر ستنحاز إلى خارج المجاوبة بواسطة شبكة الانعراج الطورية . ولو كان الجهد المطبق كبيرا إلى حد كافي ، فإن الخسارة داخل المجاوبة تكون كافية لمنع الليزر من التذبذب ويعود الليزر إلى قيمة  $Q$  عالية بقطع الجهد عن المحول .



الشكل 5.20

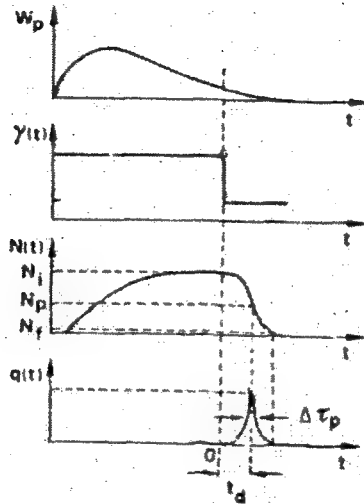
ليزر يتم فيه تبديل  $Q$  بواسطة معدل صوت — ضوئي



## 5.4.2.2 انظمة التشغيل Operating Regimes :

إن الليزرز التي تحتوي على مبدل  $Q$  تستطيع أن تعمل في أي من الأسلوبين الآتين : (أ) الأسلوب النبضي (الشكل 5.21) . وفي هذه الحالة يكون معدل الضخ  $W_p(t)$  على شكل نبضة زمنها مناسب . إن انقلاب الإسكان  $N(t)$  قبل تبديل  $Q$  ينمو إلى قيمة عظمى وبعد ذلك يبدأ بالتناقص . إن عامل نوعية المجاوبة  $Q$  يتبدل عند نفس اللحظة التي تكون فيها  $N(t)$  عظمى ( $t=0$  في الشكل) . وخلال  $t > 0$  يزداد عدد الفوتونات مؤديا إلى تكوين نبضة ذروتها عند اللحظة  $t_d$  بعد التبديل . وبسبب تزايد عدد الفوتونات فإن انقلاب الإسكان  $N(t)$  سيتناقص من قيمته الابتدائية  $N_i$  (عند  $t=0$ ) لغاية القيمة النهائية  $N_f$  المتبقية بعد انتهاء النبضة . (ب) أسلوب تبديل  $Q$  المتكرر والضخ المستمر (الشكل 5.22) . يتم في هذه الحالة بضخ الليزر بصورة مستمرة وبقدرة ثابتة  $W_p$  (مثلما هي الحال في الموجة المستمرة) ، على حين يتم تغيير خسائر المجاوبة بصورة دورية بين قيم عالية ومنخفضة . في هذه الحالة تكون الاستطاعة الخارجة من الليزر على شكل سلسلة من النبضات ، في حين يتذبذب انقلاب الإسكان بصورة دورية بين القيمة الابتدائية  $N_i$  (قبل تبديل  $Q$ ) إلى قيمة نهائية  $N_f$  (بعد نبضة تبديل  $Q$ ) .

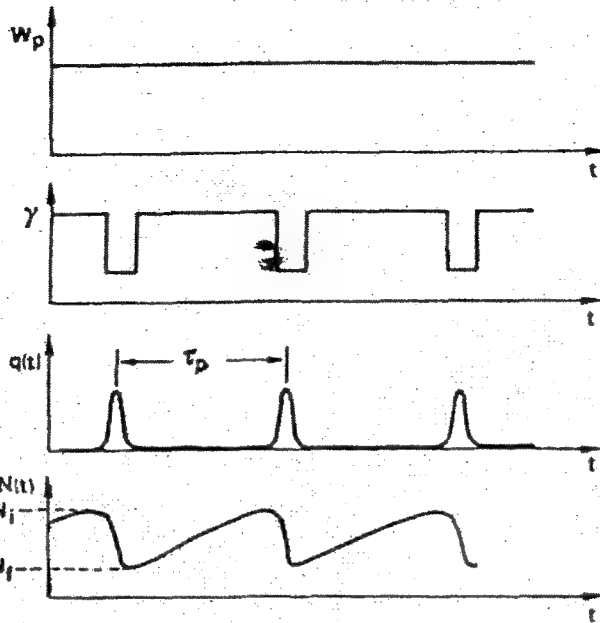
إن المغلاقات الضوئية — كهربائية والميكانيكية وكذلك الماصات القابلة للإشباع هي كثيرا ما تستخدم في التشغيل النبضي لليزر . وفي حالة تبديل  $Q$  التكراري في الليزرز التي ضخها بصورة مستمرة (والتي لها ربح أقل من الليزرز النبضية) تستخدم المغلاقات الميكانيكية ، أو بصورة أكثر شيوعا ، مبدلات  $Q$  الضوء — صوتية.



الشكل 5.21

توليد نبضة ليزر بواسطة تبديل  $Q$  بحسب الأسلوب النبضي . يبين الشكل التغير الزمني لمعدل الضخ

$W_p$  وخسائر التجاوب  $\gamma$  وانقلاب الإسكان  $(N)$  وعدد الفوتونات  $(q)$



الشكل 5.22

توليد نبضات الليزر بتبديل  $Q$  متكرر واستخدام ضخ مستمر . يوضح الشكل التغير الزمني لمعدل الضخ  $W_p$  وخسائر

المجاوبة  $\gamma$  وعدد الفوتونات  $q$  والانقلاب الإسكاني  $N$

### 5.4.2.3 نظرية تبديل Q : Theory of Q Switching :

لو افترضنا أن الليزر يعمل بنمط واحد فإنه يمكن إيجاد سلوكه الديناميكي خلال تبديل Q من المعادلة (5.13) أو المعادلة (5.16) ، في حالة ليزرات الثلاثة السويات وليزرات الأربعة السويات ، على التوالي وللسهولة سوف ندرس فقط حالة ما يدعى التبديل السريع ، التي فيها تبديل خسائر المجاوبة خلال زمن قصير جداً قياساً لزمن تراكم الإشعاعات الليزرية .

وسوف ندرس أولاً ليزر السويات الأربعة يعمل بالأسلوب النبضي (الشكل 5.21) ونفترض أنه عند  $t < 0$  تكون الخسائر كبيرة جداً بحيث أن الليزر دون حالة العتبة (أي  $q = 0$  عند  $t < 0$ ) . وفي حالة تبديل Q عندما تصل  $N(t)$  قيمتها العظمى فإن انقلاب الإسكان الابتدائي المقابل  $N_i$  نحصل عليه من المعادلة (5.13a) بتعويض  $q = 0$  في الجهة اليمنى من هذه المعادلة . ولو افترضنا أن  $N \ll N_p$  فنستطيع بسهولة أن نجد من المعادلة (5.13a) أنه لأي تغير زمني لمعدل الضخ  $W_p$  سيؤدي كذلك إلى مضاعفة  $N(t)$  على حين يبقى سلوكها الزمني من دون تغير . ومن هنا لو اعتبرنا  $E_p$  الطاقة المضخّة الناتجة من معدل الضخ المعين  $E_p \propto \int W_p dt$  لأمكننا أن نكتب ، وكذلك لو اعتبرنا  $N_c$  و  $E_{cp}$  انقلاب الإسكان الحرج والطاقة المضخّة ، على التوالي عندما يعمل الليزر تماماً عند حالة العتبة لاستطعنا الكتابة :

$$(N_i / N_c) = (E_p / E_{cp}) \quad (5.50)$$

وعند  $t > 0$  فإن السلوك الزمني للمنظومة سيتحدد كذلك بالمعادلتين (5.13) مع الشروط الابتدائية  $N(0) = N_i$  و  $q(0) = q_i$  . هنا أيضاً عدد صغير معين للفوتونات المطلوبة كي يبدأ الفعل الليزري بالشروع . إلا إن هاتين المعادلتين يمكن تبسيطهما بصورة كبيرة إذا ما أخذنا بعين الاعتبار قصر زمن تغير  $N(t)$  و  $q(t)$  ،

بحيث يمكن إهمال حد الضغط  $W_p (N_i - N)$  وحد الانحلال  $N/\tau$  في المعادلة (5.13a) وعلى هذا تتحول المعادلتان (5.13) إلى :

$$\dot{N} = -BqN \quad (5.51a)$$

$$\dot{q} = \left( V_a B N - \frac{1}{\tau_c} \right) q \quad (5.51b)$$

ومن الجدير بالملاحظة هنا أن انقلاب الإسكان  $N_p$  ، بحسب المعادلة (5.51b) الذي يقابل ذروة نبضه فوتونات المجاورة (أي عندما  $\dot{q} = 0$ ) هو :

$$N_p = 1/V_a B \tau_c = \gamma / \sigma I \quad (5.52)$$

وهذه القيمة تساوي انقلاب الإسكان الحرج لليزر . وهذه النتيجة تساعدنا على وضع المعادلة (5.50) بشكل أكثر ملاءمة للتحليلات القادمة أي :

$$(N_i / N_p) = x \quad (5.53)$$

إذ إن  $x = (E_p / E_{cp})$  ولكي نحسب فوتونات المجاورة  $q_p$  عند ذروة النبضة نأخذ نسبة المعادلة (5.51a) إلى المعادلة (5.51b) وباستخدام المعادلة (5.52) نحصل على :

$$\frac{dq}{dN} = -V_a \left( 1 - \frac{N_p}{N} \right) \quad (5.54)$$

وهذه المعادلة يمكن تكاملها بسهولة لنحصل على :

$$q = V_a \left[ N_i - N - N_p \ln \frac{N_i}{N} \right] \quad (5.55)$$

إذ هنا للتبسيط قد أهملنا العدد الصغير  $q_i$  وعلى هذا نجد عند ذروة النبضة أن :

$$q_p = V_a N_p \left[ \frac{N_i}{N_p} - \ln \frac{N_i}{N_p} - 1 \right] \quad (5.56)$$

التي تعطينا  $q_p$  إذ عرفنا  $N_p$  بحسب المعادلة (5.52) وعرفنا  $(N_i/N_p)$  بحسب المعادلة (5.53). ومن هنا نحصل على ذروة القدرة الخارجة  $P_{ip}$  من المعادلة (5.14) بحسب العلاقة :

$$P_{ip} = \frac{\gamma_1}{2} \left( \frac{V_a}{\sigma l} \right) \left( \frac{\hbar \omega}{\tau_c} \right) \left[ \frac{N_i}{N_p} - \ln \frac{N_i}{N_p} - 1 \right] \quad (5.57)$$

أما الطاقة الكلية الخارجة :

$$E = \int_0^\infty P_i dt = \left( \frac{\gamma_1 c_0}{2L} \right) \hbar \omega \int_0^\infty q dt \quad (5.58)$$

ويمكن إجراء التكامل في المعادلة (5.58) بسهولة بتكامل طرفي المعادلة (5.51b) واستخدام المعادلة (5.51a) والشرط  $q(0) = q(\infty) = 0$ . وهذه الطريقة نجد أن  $\int_0^\infty q dt = V_a \tau_c (N_i - N_f)$  وبذلك تصبح المعادلة (5.58) :

$$E = \left( \frac{\gamma_1}{2\gamma} \right) (N_i - N_f) (V_a \hbar \omega) \quad (5.59)$$

إذ إن  $N_f$  انقلاب الإسكان النهائي (لاحظ الشكل 5.25). لاحظ أنه كان من الممكن الوصول إلى المعادلة (5.59) بعد ملاحظة أن انقلاب الإسكان المتوفر وأن هذا الانقلاب يولد عدداً من الفوتونات يساوي  $V_a (N_i - N_f)$ . في حين أن نسبة الفوتونات الخارجة من الوسط تساوي  $(\gamma_1/2\gamma)$  وهذه تشكل الطاقة الخارجة من الليزر. ولكي نحسب الطاقة الكلية  $E$  من المعادلة (5.59) علينا أن نعرف  $N_f$  وهذا

يمكن الحصول عليه من المعادلة (5.55) عند وضع  $t = \infty$  ولما كان  $q(\infty) = 0$  نحصل على :

$$\frac{N_i - N_f}{N_i} = \frac{N_p}{N_i} \ln \frac{N_i}{N_f} \quad (5.60)$$

التي تعطينا  $N_f / N_i$  كنابع لـ  $(N_p / N_i)$  وتدعى الكمية  $(N_i - N_f) / N_i$  في المعادلة (5.60) معامل الاستفادة من انقلاب الإسكان (أو الطاقة) . والحقيقة هي أنه لو كان انقلاب الإسكان الابتدائي هو  $N_i$  ، فإن الانقلاب المستخدم هو  $N_i - N_f$  . ويبين الشكل (5.23) معامل الطاقة المستفاد منها كنابع للكمية

$(N_i / N_p)$  لاحظ أن لقيم كبيرة لـ  $(N_i / N_f)$  فإن هذا المعامل يصل إلى القيمة (1) .

وإذا عرفنا الطاقة الخارجة وذروة الاستطاعة أمكننا أن نحصل على قيمة تقريبية لـ  $\Delta \tau_p$  ، عرض النبضة بحسب العلاقة  $\Delta \tau_p = E / P_{Ip}$  . ومن المعادلتين (5.57) و (5.59) نجد أن :

$$\Delta \tau_p = \tau_c \frac{N_i - N_f}{N_p [(N_i / N_p) - \ln(N_i / N_p) - 1]} \quad (5.61)$$

أن زمن تأخير  $\tau_d$  ذروة النبضة عن لحظة تبديل  $Q$  (لاحظ الشكل 5.21) يمكن عدة مساوياً تقريباً للزمن اللازم للنبضة لتصل شدتها مثلاً إلى  $(q_p/10)$  . وبما أنه ليس هناك إشباع ملحوظ لحد هذه النقطة في انقلاب الإسكان ، فيمكننا أن نضع  $N(t) = N_i$  في المعادلة (5.51b) . وبلاستفادة من المعادلتين (5.22) و (5.53) ، فإن المعادلة (5.51b) تعطينا  $\dot{q} = (x-1)q / \tau_c$  وبعد تكامل هذه المعادلة نحصل على :

$$q = q_i \exp \left[ \frac{(x-1)t}{\tau_c} \right] \quad (5.62)$$

ونحصل على زمن التأخير  $\tau_d$  من المعادلة (5.62) بوضع  $q \equiv q_p/10$  وعلى فرض أن  $q_i \approx 1$  نجد أن :

$$\tau_d = \frac{\tau_c}{x-1} \ln \left( \frac{q_p}{10} \right) \quad (5.63)$$

إن حسابات تبديل Q المتكرر والضغط المستمر (الشكل 5.26) تكون بنفس الطريقة . نحتاج أولاً حساب الكميتين  $N_i$  و  $N_f$  إحدى العلاقتين بين  $N_i$  و  $N_f$  هي المعادلة (5.60) . ونحصل على العلاقة الثانية من الشرط أن في خلال الفترة  $\tau_p$  بين النبضات المتتالية يجب أن يعيد معدل الضغط الانقلاب الابتدائي  $N_i$  بالابتداء من  $N_f$  . نحصل من المعادلة (5.13a) بعد أن نضع  $W_p(N_i - N) \equiv W_p N_i$  و  $q = 0$  على :

$$N_i = (W_p N_i \tau) - (W_p N_i \tau - N_f) \exp(-\tau_p / \tau) \quad (5.64)$$

لدينا من المعادلة (5.18) أن  $N_i \ll N_c$  والمعادلة (5.22) أن  $W_p N_i \tau = x N_c = x N_p$  وعلى هذا فإن المعادلة (5.64) تصبح :

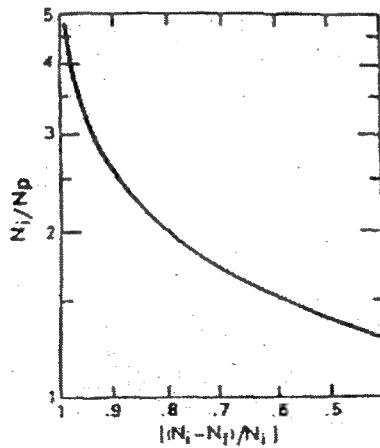
$$N_i / N_p = \frac{x N_c}{N_i} - \left( x \frac{N_p}{N_i} - \frac{N_f}{N_i} \right) \exp(-\tau_p / \tau) \quad (5.65)$$

ذلك أن x هو مقدار زيادة معدل الضغط عن معدل ضخ العتبة . إن المعادلتين

$$(5.60) \text{ و } (5.65) \text{ تعطيان } (N_i / N_p) \text{ و } (N_i / N_f) \text{ عندما تعرف } x \text{ و } (\tau_p / \tau)$$

ولما كان بالإمكان حساب  $N_p$  من المعادلة (5.52) ، فإن الكميات الثلاث  $N_p$  و  $N_i$  و  $N_f$  ستعرف بهذه الطريقة ، وبعد ذلك يمكن الحصول على ذروة الاستطاعة والطاقة الخارجة وفترة النبضة من المعادلات (5.57) و (5.59) و (5.61) على التوالي .

إن حسابات ليزر السويات الثلاث تكون بنفس الطريقة بالابتداء من المعادلة (5.16). وسوف لن نقدم هذه الحسابات في هذا الكتاب بل نترك للطالب المحاولة فيها على نسق ما تقدم أعلاه .



الشكل 23.

معامل الاستفادة من الطاقة  $(N_i - N_f)/N_i$  كنابع للمقدار  $N_i/N_p$

#### 5.4.3.4 مثال عددي A Numerical Example :

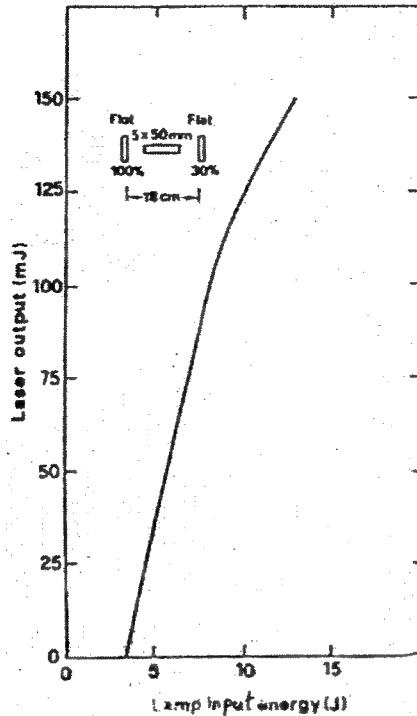
إن الشكل (5.24) يوضح رسماً نموذجياً لطاقة الليزر الخارجة  $E$  كنابع للطاقة الداخلة  $E_p$  للمصباح الوميضي لحالة الليزر Nd : YAG يتم فيه تبديل  $Q$  باستخدام خلية بوكلز  $KD^*P$  (deuterated Potassium dihydrogen Phosphate  $KD_2 PO_4$ ) إن أبعاد القضيب والمحاوبة أيضاً مؤشر في الشكل نلاحظ من الشكل أن الليزر له حد عتبة للطاقة عند  $E_{cp} \cong 3.4J$  وطاقة خرج  $E \cong 0.12J$  عند  $E_p \cong 10J$  (أي عند  $x = E_p / E_{cp} = 2.9$ ). وقد وُجد عملياً أنه عند طاقة الضخ هذه يكون عرض النبضة حوالي  $6ns$ .



نستطيع الآن موازنة هذه النتائج العملية بالقيم المتوقعة من معادلات البند السابق. ولسوف نهمّل امتصاص المرآة ، ولذا نضع  $\gamma_1 \cong -\ln R_1 = 1.2$  و  $\gamma_2 \cong 0$  . إن الخسائر الداخلية بسبب ترتيب المستقطب وخلية بوكليز يقدر بـ  $T_i \cong 15\%$  على حين يمكن إهمال خسائر القضيب . وعلى هذا نحصل على  $\gamma_i = -\ln(1 - T_i) = 0.162$  و  $\gamma = [(\gamma_1 + \gamma_2)/2] + \gamma_i = 0.762$  ويمكن الحصول على طاقة الليزر من المعادلة (5.59) وبلاستفادة من المعادلتين (5.53)

و (5.52) بالصيغة :

$$E = \left( \frac{\gamma_1}{2} x \eta_E \right) \left( \frac{A}{\sigma} \right) \hbar \omega \quad (5.66)$$



الشكل 5.24

طاقة الليزر الخارجة كنابع للطاقة الداخلة للمصباح الوميضي في حالة ليزر  $Nd:YAG$  ذي مبدل  $Q$

إذ إن  $\eta_E$  عامل الاستفادة من الطاقة وأن A المقطع العرضي للقضيب . وفي حالة أن  $x = N_i/N_p = 2.9$  نجد من الشكل (5.27) أن  $\eta_E = 0.94$  . ولما كان  $A \cong 0.19 \text{ cm}^2$  فنجد من المعادلة (5.66) وبلاستعانة بالمعادلة (5.36) أن  $E = 160 \text{ mJ}$  . وهذه النتيجة تنسجم بصورة جيدة والقيمة العملية  $E = 160 \text{ mJ}$  ويمكن الآن الحصول على زمن التأخير  $\tau_d$  من المعادلة (5.63) . وفي ضوء المعادلة (5.7a) نجد أن الطول الفعلي للمجاوبة هو  $L' = L + (n-1)l \cong 22 \text{ cm}$  . وبما أن  $n \cong 1.83$  لليزر Nd:YAG ، فإن  $\tau_c = L'/c_0 \gamma \cong 1 \text{ ns}$  وبعد ذلك يتم حساب  $q_p$  باستخدام المعادلة (5.56) بعد التعويض  $V_a \cong Al \cong 1 \text{ cm}^3$

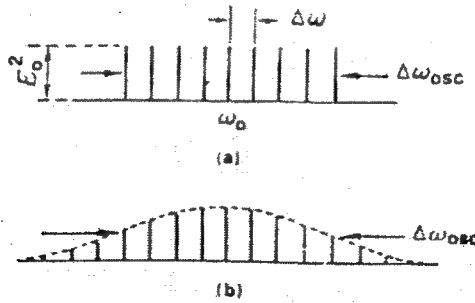
و  $N_p = \gamma / \sigma l = 4.35 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  photon إذ نحصل على  $q_p \cong 3.5 \times 10^{17}$  ومن المعادلة (5.63) نجد أن  $\tau_d \cong 20 \text{ ns}$  ونحصل على عرض نبضة الليزر من المعادلة (5.61) :  $\Delta \tau_p = \tau_c \eta_E x / (x - \ln x - 1) \cong 3.3 \text{ ns}$  . إن التباين بين هذه القيمة والقيمة العملية ( $\approx 6 \text{ ns}$ ) يعود لسببين : (أ) تذبذب متعدد الأنماط حيث نتوقع أن يختلف زمن التأخير  $\tau_d$  للأنماط المختلفة ، هذا يؤدي بالضرورة إلى توسيع فترة النبضة . (ب) إن شرط التبديل السريع لا يتحقق . والحقيقة هي أن زمن التأخر ( $\approx 20 \text{ ns}$ ) المحسوب على أساس التبديل السريع يقارب زمن التبديل النموذجي بواسطة خلية بوكلز الاعتيادية ، عليه نتوقع أن عرض النبضة سوف يزداد نوعاً ما بسبب بطء التبديل .

#### 5.4.3 تثبيت النمط Mode Locking :

إن تثبيت النمط يساعدنا على توليد نبضات ليزر ذات فترات قصيرة جداً (تتراوح بين جزء من البيكو ثانية إلى بضع عشرات منه) وذات ذروة استطاعة عالية

جداً (بضعة غيغاطات) . إن تثبيت النمط يشير إلى الحالة التي فيها أنماط التذبذب لها سعات متقاربة وبأطوار ثابتة .

وكمثال أول سوف ندرس الأنماط الطولية  $(2n + 1)$  التي تتذبذب بنفس السعة  $E_0$  (لاحظ الشكل 5.25a) . وسوف نفترض أن أطوار الأنماط  $\phi_l$  مثبتة بحسب العلاقة :



الشكل 5.25

سعة النمط (متمثلة بالخطوط العمودية) كناتج للتردد لليزر مثبت النمط.

سعة منتظمة ، (b) سعة ذات توزيع غوسي ضمن عرض حزمة (FWHM)

مقدارها  $\Delta\omega_{osc}$

$$\phi_l - \phi_{l-1} = \phi \quad (5.67)$$

إذ إن  $\phi$  كمية ثابتة . إن الحقل الكهربائي الكلي  $E(t)$  للموجة الكهرومغناطيسية (عند أي نقطة داخل أو خارج المجاوبة) هو :

$$E(t) = \sum_{-n}^n E_0 \exp\{i[(\omega_0 + l\Delta\omega)t + l\phi]\} \quad (5.68)$$

ذلك أن تردد النمط المركزي وأن  $\Delta\omega$  فوق التردد بين نمطين متتاليين وللسهولة سوف ندرس الحقل عند تلك النقطة التي يكون عندها طور النمط المركزي

يساوي الصفر ، لدينا من الفصل الرابع أن فرق التردد  $\Delta\omega$  بين نمطين طوليين متتاليين هو :

$$\Delta\omega = \pi c / L \quad (5.69)$$

إذ إن  $L$  طول المجاوبة . ولو أجرينا عملية الجمع في المعادلة (5.68) لحصلنا على :

$$E(t) = A(t) \exp(i\omega_0 t) \quad (5.70)$$

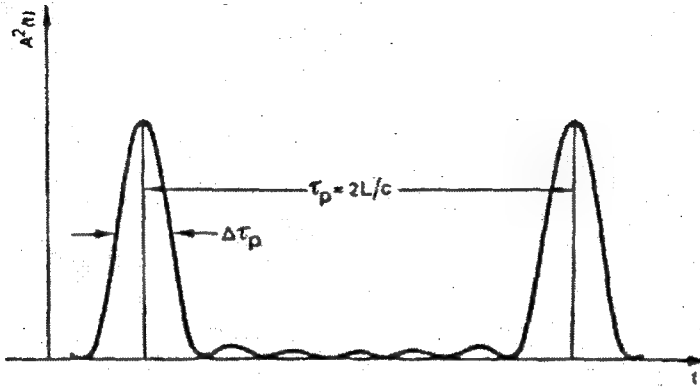
إذ إن :

$$A(t) = E_0 \frac{\sin[(2n+1)(\Delta\omega t + \phi)/2]}{\sin[(\Delta\omega t + \phi)/2]} \quad (5.71)$$

وعلى هذا فإن  $E(t)$  سلوكها كموجة جيبية حاملة ترددها  $\omega_0$  وسعتها  $A(t)$  تتغير مع الزمن بحسب المعادلة (5.71) . إن الاستطاعة الخارجة العائدة لهذه الموجة تتناسب مع  $A^2(t)$  . إن الشكل (5.26) يوضح مثال عدد الأنماط فيه  $2n+1=7$  .

ونتيجة لشرط تثبيت الطور (5.67) فإن الأنماط المتذبذبة تتداخل فيما بينها لتوليد نبضات ضوئية قصيرة . إن ذرى النبضة تكون عند تلك اللحظات التي عندها يساوي مقام المعادلة (5.71) الصفر . ومن هنا فإن نمطين متوالين يكونان منفصلين بفترة زمنية .

$$\tau_p = 2\pi / \Delta\omega = 2L / c \quad (5.72)$$



الشكل 5.26

التغير الزمني لمربع سعة الحقل الكهربائي في حالة سبعة أنماط متذبذبة ذات أطوار ثابتة

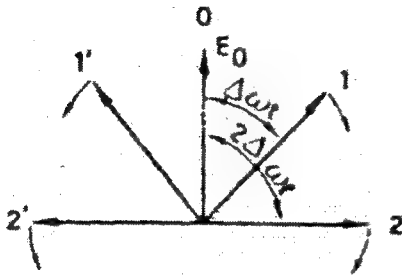
وهذا هو الزمن الذي يستغرقه الضوء في رحلة ذهاب وإياب داخل المجاوبة وعلى هذا يمكننا كذلك تصور سلوك التذبذب على أنه نبضة تتحرك ذهاباً وإياباً في داخل المجاوبة . ونجد من المعادلة (5.71) أن العرض  $\Delta\tau_p$  (FWHM) لـ  $A^2(t)$  (أي عرض كل نبضة ليزرية) تساوي تقريباً :

$$\Delta\tau_p = 1/\Delta\nu_{osc} \quad (5.72a)$$

إذ إن  $\Delta\nu_{osc} = (2n+1)\Delta\omega/2\pi$  هو مجموع عرض النطاق الترددي المتذبذب (راجع الشكل 5.29a) . للحصول على نبضات قصيرة جداً يجب أن يكون عرض النطاق الترددي المتذبذب كبيراً جداً . ومن الواضح أن عرض النطاق الترددي لا يمكن أن يزيد على عرض النطاق الترددي لربح الليزر . وهذا يعني أنه في حالة ليزر غازي أنموذجي لا يمكن الحصول على نبضات أقصر من حوالي (0.1ns) . أما في حالة ليزرات الحالة الصلبة وليزرات الصبغة فيمكن الحصول على نبضات عرضها (1ps) أو حتى أقل من ذلك . وفضلاً عن ذلك يمكن الحصول عن طريق هذه الليزرات على استطاعات ذات ذرى عالية جداً . والحقيقة هي أن ذروة الاستطاعة

تتناسب مع  $A^2(2n+1)^2$  ، في حين أنه في حالة الأطوار العشوائية تكون الاستطاعة عبارة عن مجموع استطاعات الأنماط المختلفة . وعلى هذا فإنها تتناسب مع  $(2n+1)^2 A^2$  . ولذلك فإن تضخيم ذروة الاستطاعة بسبب تثبيت النمط يساوي عدد الأنماط المثبتة . وهذا العدد في حالة ليزرات الحالة الصلبة تتراوح اعتيادياً بين  $10^3$  و  $10^4$  . ومن جهة أخرى نجد فعلياً أن متوسط الاستطاعة لا يتأثر بتثبيت النمط . ويمكن بسهولة فهم التذبذب في الشكل (5.26) إذا مثلنا الأنماط المختلفة بمتجهات في الساحة العقدية . إذ أن نمط رقم 1 يمثل بمتجه عقدية سعتها  $E_0$  وتدور بسرعة زاوية  $(\omega_0 + i\Delta\omega)$  .

وبالنسبة لمحاور تدور بسرعة زاوية  $\omega_0$  ، فإن النمط المركزي سيظهر بالنسبة لهذه المحاور ثابتاً ، في حين يبدو النمط 1 يدور بسرعة زاوية  $i\Delta\omega$  . إذا كانت في اللحظة  $t=0$  جميع المتجهات منطبقة على نفس الاتجاه ، فإن وضعية هذه المتجهات عند زمن عام  $t$  ستكون كما هي مبينة في الشكل (5.27) (إذ هناك خمسة أنماط) . ولو كان الزمن  $t$  هو بحيث إن النمط يدور بزاوية  $2\pi$  (أي  $\Delta\omega t = 2\pi$ ) فإن النمط 1' سيدور (بعكس عقرب الساعة) بزاوية  $2\pi$  الساعة)



الشكل 5.27

تمثيل أنماط اهتزاز المحاربة في الساحة العقدية

في حين يدور الخطان 2 و 2' بزوايا  $4\pi$  . ولذلك فإن جميع هذه المتجهات ستنتطبق مرة ثانية عند المتجه الذي تردده  $\omega_0$  ، وبذلك سيساوي الحقل الكهربائي

الكلية مرة أخرى :  $(2n+1)E_0$  . ولذا فإن الفترة الزمنية  $\tau_p$  بين نبضتين متتاليتين تحقق العلاقة  $\Delta\omega\tau_p = 2\pi$  . وهذه النتيجة توضح العلاقة (5.72) . وكمثال ثاني على تثبيت النمط ندرس توزيع غوص لسعة الأنماط . وإذا عرض نطاق ترددي (FWHM)  $\Delta\nu_{osc}$  يساوي (لاحظ الشكل (5.25b) أي

$$E_1^2 = E_0^2 \exp \left[ -\ln 2 \left( \frac{2l\Delta\nu}{\Delta\nu_{osc}} \right)^2 \right] \quad (5.73)$$

في حين نفترض أن الأطوار ما زالت مثبتة بحسب المعادلة (5.67) . ولو جعلنا للسهولة أن  $\phi = 0$  فيمكن كتابة الحقل الكهربائي الكلي  $E(t)$  بالصيغة :

$$E(t) = \exp(i\omega_0 t) \sum_{-\infty}^{+\infty} E_l \exp(i l \Delta\omega t) = A(t) \exp(i\omega_0 t) \quad (5.74)$$

ولو قربنا الجمع بالتكامل (أي  $A(t) \equiv \int E_l \exp(i l \Delta\omega t) dl$ ) فسنجد عند ذلك أن سعة المجال  $A(t)$  تتناسب مع تحويل فورييه لسعة الطيف  $E_l$  . وعلى هذا نحصل على :

$$A^2(t) \propto \exp \left[ -\ln 2 \left( \frac{2t}{\Delta\tau_p} \right)^2 \right] \quad (5.75)$$

إذ أن عرض النبضة  $\Delta\tau_p$  (FWHM) هو :

$$\Delta\tau_p = 2 \ln 2 / \pi \Delta\nu_{osc} = 0.441 / \Delta\nu_{osc} \quad (5.76)$$

وكاستنتاج من المثالين المذكورين في أعلاه يمكننا القول إنه عندما يصبح شرط تثبيت النمط (5.67) فإن سعة الحقل يتناسب مع تحويل فورييه لقيمة سعة الطيف إن عرض النبضة  $\Delta\tau_p$  يرتبط بعرض شدة الطيف  $\Delta\nu_{osc}$  بالعلاقة  $\Delta\tau_p = k / \Delta\nu_{osc}$

ذلك أن  $k$  معامل عددي (بحدود الواحد) ، هذا يتوقف على الشكل الخاص للتوزيع الطيفي للشدة . إن نبضة من هذا النوع تدعى محددة بالتحويل .

وفي حالة استخدام شرط تثبيت النمط يختلف عن (5.67) يمكن عند ذلك أن تكون النبضة الخارجة بعيدة من أن تتحدد بتحويل فورييه . فمثلا لو أخذنا  $\phi_1 = l\phi + l^2\phi_2$  (لاحظ يمكن كتابة المعادلة 5.67 بالصيغة  $\phi_1 = l\phi$ ) ولو فرضنا مرة أخرى توزيع غوص للسعة (المعادلة 5.73) فسنجد :

$$E(t) = A(t) \exp i[\omega_0 t + \beta t^2] \quad (5.77)$$

وفي هذه الصيغة يمكن كذلك التعبير عن  $A^2(t)$  بالصيغة (5.75) (أي أنه بقي تابع غوص) ، إذ يكون لدينا الآن :

$$\Delta\tau_p = \left( \frac{2 \ln 2}{\pi \Delta\nu_{osc}} \right) \left[ 1 + \frac{(\beta \Delta\tau_p^2)^2}{2 \ln 2} \right]^{1/2} \quad (5.77a)$$

وعلى هذا فإنه في هذه الحالة  $\Delta\tau_p \Delta\nu_{osc}$  أكبر (وفي بعض الأحيان أكبر بكثير) من 0.441 . ويعزى سبب هذه النتيجة إلى وجود الحد  $\beta t^2$  في المعادلة (5.77) الذي يمثل مسحا خطيا لتردد الحاملة (أو سقسقة خطية) . في هذه الحالة فإن تحويل فورييه للمعادلة (5.77) سيؤدي إلى أن  $\Delta\nu_{osc}$  أكبر من  $0.441/\Delta\tau_p$  .

#### 5.4.3.1 طرق تثبيت النمط : Methods of Mode Locking

يمكن تقسيم الطرق الأكثر شيوعا في تثبيت النمط على صنفين (أ) : تثبيت النمط بواسطة تضمين فعال يشغل بإشارة خارجية (التثبيت الفعال للنمط)

(و(ب) : تثبيت بمادة بصرية غير خطية مناسبة (التثبيت السلي للنمط) ولتوضيح الطريقة الأولى نتصور أننا وضعنا في داخل المجاوبة أداة تضمين تشغل بإشارة

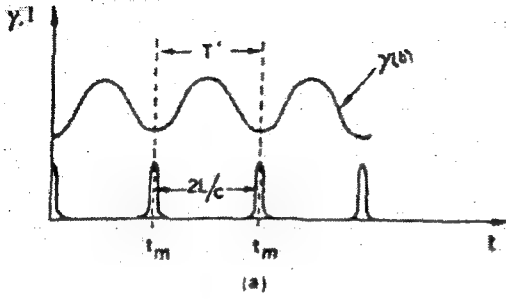


خارجية ولذا فإنه ينتج خسارة تتغير جيّبا مع الزمن وبتردد  $\Delta\omega'$  . ولو كان  $\Delta\omega \neq \Delta\omega'$  فإن هذه الخسارة ستؤدي فقط إلى تضمين سعة طاقة كل نمط من أنماط تذبذب المجاوبة . أما إذا كان  $\Delta\omega' = \Delta\omega$  فإن كل نمط سوف يمتلك حزما جانبيّة ناتجة من تضمين السعة وهذه تنطبق على ترددات أنماط مجاورة . وعلى هذا فإن معادلة المجال لنمط معين في داخل المجاوبة سيتضمن حدودا ناتجة من تضمين نمطين متجاورين . ومن هنا فإن أنماط المجاوبة تكون مقترنة مما يؤدي إلى تثبيت أطوار تلك الأنماط بالنسبة لبعضها الآخر . ويدعى هذا النوع من التثبيت عادة باسم تثبيت النمط بتضمين السعة AM ويمكن البرهنة على أن هذه الطريقة تؤدي إلى علاقة طور كما في المعادلة (5.67) إذا وضعنا أداة التضمين قريبا جدا من إحدى المرايا الطرفية . وهناك طريقة أخرى لتثبيت النمط عن طريق تضمين فعال باستخدام مضمن طوليه البصري (بدلا من خسارته البصرية) يتضمن بتردد  $\Delta\omega$  . ويمكن إثبات تثبيت الأطوار في هذه الحالة أيضا ولكن بصيغة مختلفة مما في المعادلة (5.67) . ومع هذا سنحصل أيضا على نبضات قصيرة طول فترتها محدود مقلوب عرض نطاق التردد . ولما كان هذا النوع من المضمنات تعمل على تضمين طول المجاوبة ، ومن ثم تضمين الترددات التجاوبية ، فإن هذا النوع من التثبيت يعرف بتثبيت النمط بتضمين التردد FM .

ولربما يمكن فهم طريقتي تثبيت النمط AM و FM بسهولة عن طريق دراسة التغير الزمني بدلا من تغير التردد . نبين في الشكل (5.28a) ، الذي يمثل حالة AM ، التغير الزمني لخسائر المجاوبة  $\gamma$  المضمنة بتردد  $\Delta\omega'$  . نفترض أن المضمن موضوع عند أحد طرفي المجاوبة . إذا كان  $\Delta\omega' = \Delta\omega$  ، فإن دورة التضمين  $T'$  تساوي رحلة الذهاب والإياب في داخل المجاوبة  $2L/c$  . في هذه الحالة تنشأ نبضات ضوئية في داخل المجاوبة (لاحظ الشكل 5.28a) ، وذلك لأن النبضة التي تخترق المضمن عند

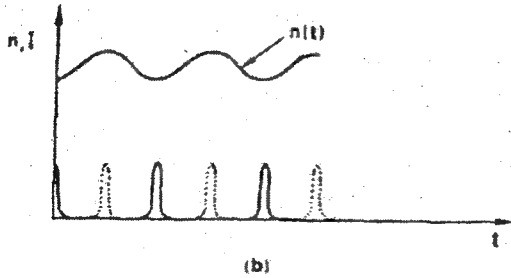
اللحظة  $t_m$  عند الخسارة الدنيا ستعود وتخترق المضمن بعد فترة زمنية  $2L/c$  عندما تصبح الخسارة دنيا مرة أخرى ويمكن الإثبات كذلك إذا كانت ذروة النبضة تحدث عند لحظة تختلف قليلا من  $t_m$  فإن النبضة سيتغير شكلها بواسطة الخسارة  $\gamma$  المتغيرة مع الزمن ، بحيث أن ذروتها تكون عند اللحظة  $t_m$  . ونفس التحليل يمكن استخدامه في حالة تثبيت النمط FM (لاحظ الشكل 5.28b) . وفي هذه الحالة يتغير معامل انكسار المضمن  $n$  ، بدلا من خسارة المضمن ، بصورة جيئية ، في حين أن النبضات الضوئية تميل للحدوث أما عند القيم الدنيا لـ  $n(t)$  (الخطوط المستمرة) أو عند القيم العظمى لـ  $n(t)$  (الخطوط المتقطعة) .

ولكي نوضح كيف يتم تثبيت النمط سليا ، ندرس ماذا سيحدث عندما يحوي تجويف الليزر ماصا قابلا للإشباع . ويكفي هنا أن ندرس ماصا مثاليا له سويتان فقط تردد انتقاله ينطبق على تردد الليزر . ولكي نفهم كيف يستطيع الماص القابل للإشباع أن يؤدي إلى تثبيت النمط ، ندرس نمطي ليزر محوريين متجاورين . وإذا تذبذب كلا النمطين فإن تفاعل مجاليهما مع الماص القابل للإشباع سوف يؤدي إلى فرق إسكان بين السويتين السفلى والعليا ، له حد يتذبذب بتردد يساوي فرق التردد بين النمطين وهذا الحد يمثل فعليا خسارة متغيرة مع الزمن في داخل المجاوبة ، وعلى هذا فإنها تقرر كل نمط بنمطين مجاورين له . ومن الجدير بالإشارة أنه يمكن توليد فرق إسكان متغير مع الزمن في داخل الماص إذا كان زمن انحلال الماص  $\tau$  أصغر بكثير من مقلوب فرق تردد النمطين ، وثمة طريقة أخرى لتوضيح عملية تثبيت النمط السلبية وهي دراسة التغير الزمني بدلا من تغير التردد ، كما جاء أعلاه . لنفترض أن الماص القابل للإشباع موضوع في خلية رقيقة موضوعة على تماس مع إحدى مرآتي المجاوبة (لاحظ الشكل 5.29a) . إذا كانت الأنماط في البداية غير مثبتة فإن شدة كل من الموجتين المتحركتين في داخل المجاوبة ستكون من سلسلة

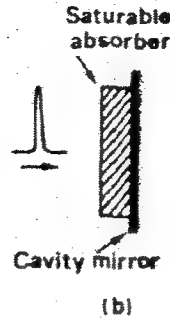
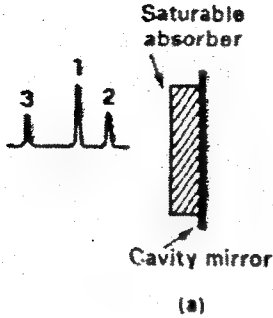


الشكل 5.28:

(a) تثبيت من نوع (AM) التغيير الزمني لخسائر المحاربة  $\gamma$  والشدة الخارجة (I).



(b) تثبيت من نوع (FM) التغيير الزمني لمعامل انكسار الضمن  $n$  والشدة الخارجة (I).



الشكل 5.29

الوصف الزمني للتثبيت السلبي للنمط

عشوائية من الدفعات الضوئية (مؤشرة بـ 1 و 2 و 3) في الشكل (5.29a). ونتيجة لتشبع الماص، فإن النبضة 1 (الأكثر شدة في الشكل) ستعاني أقل قدر من التوهين في داخل الماص. إن هذه النبضة ستنمو مع الزمن أسرع من النبضات

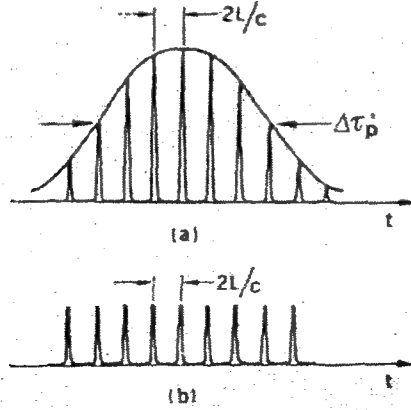
الأخرى. وبعد عدة رحلات ذهاب وإياب سنحصل على الصورة الموضحة في الشكل (5.29b)، إذ يكون لدينا نبضة شديدة منفردة ذات نمط ثابت .

لقد درسنا حتى الآن تثبيت النمط بتضمين خسائر المجاوبة . ومن الممكن أيضا تثبيت النمط عن طريق تضمين ربح الليزر بدلا من تضمين خسائره . وهذا نحصل عليه عادة عند ضخ الليزر بوساطة ليزر آخر ، عن طريق الضخ بوساطة ليزر مثبت النمط ، وضبط طول مجاوبة الليزر الثاني  $L$  . بحيث إن زمن تكرار نبضة الليزر الثاني  $c/2L$  يساوي الزمن العائد لليزر الضخ . وعلى هذا تكون النبضات ثابتة النمط لليزر الثاني متزامنة مع نبضات ليزر الضخ وهذه الطريقة تدعى تثبيت النمط بالضخ التزامني. لاحظ أنه لكي تستطيع هذا المنظومة العمل يجب أن يكون زمن انحلال انقلاب الإسكان في الليزر الثاني قليلا إلى ما فيه الكفاية (أي بحدود زمن اجتياز المجاوبة) وذلك كي يتم تضمين الربح العائد بصورة كافية . وعلى هذا فإن هذه الطريقة تستعمل عادة في ليزرات الصبغة وليزرات المراكز اللونية التي أعمار مستوياتها العلوية قصيرة (بضع نانو ثانية) .

### 5.4.3.2 أنظمة التشغيل : Operating Regimes

يمكن لليزر النمط الثابت أن يعمل أما باستخدام ضخ نبضي أو ضخ مستمر cw (لاحظ الشكل 5.30) . في الضخ النبضي تتحدد في بعض الأحيان الفترة الكلية  $\Delta t_p'$  لسلسلة متتالية من نبضات النمط الثابت بزمن نبضة الضخ . وهذا مثلا يصح في ليزرات الصبغة النبضية ، إذ يمكن أن تكون  $\Delta t_p'$  بحدود بضع مايكرو ثانية . إلا أنه في بعض الأحيان (مثلا في ليزرات الحالة الصلبة التي يستخدم فيها ماص قابل للإشباع)، يعمل الماص القابل للإشباع في نفس الوقت على تبديل  $Q$  وتثبيت النمط . ففي هذه الحالة يتحدد زمن سلسلة النمط الثابت  $\Delta t_p'$  بزمن النبضة  $\Delta t_p$  الناتجة من

تبديل  $Q$  المحسوبة في البند (5.4.2.3) (بضع نانو ثانية) . إن عناصر تثبيت النمط الأكثر شيوعا في الحالة النبضية هي أما خلية بوكليز ذات التضمين الضوئي - كهربائي (مثلا الترتيب المبين في الشكل 5.17 الذي فيه كمون تغذية خلية بوكليز مضمن جيبيا)، أو خلية ماص قابل للإشباع .



الشكل 5.30

وفي تثبيت النمط عند الضخ المستمر (الشكل 5.30b) يضخ الليزر بصورة مستمرة ، في حين يتم تثبيت النمط إما باستخدام ماص قابل للإشباع أو باستخدام مضمن صوتي - ضوئي (أي الترتيب المبين في الشكل 5.24 الذي يعمل فيه محول الطاقة باستمرار عند التردد  $\Delta\omega$  وهو فرق التردد بين نمطين طوليين متعاقبين) . إن الجدول (5.1) يلخص شروط عمل عدد من الليزرات الشائعة ذات النمط الثابت . في الفصل التالي يجد القارئ وصفا مفصلا لكل من هذه الليزرات .

| Active Material |                                | Mode - Locking element  | Type of Operation          | $\Delta\tau_p$           |
|-----------------|--------------------------------|---|----------------------------|--------------------------|
| Gas             | He - Ne                        | Acoustic modulator (quartz)   | cw                         | 1 ns                     |
|                 | He - Ne                        | Saturable absorber<br>Neon cell<br>Creayl violet meth                 | cw                         | 0.35 ns<br>0.22 ns       |
|                 | Ar <sup>+</sup>                | Quartz acoustic modulator   | cw                         | 0.15 ns                  |
|                 | Co <sub>2</sub> (low pressure) | Germanium acoustic modulator<br>Saturable absorber (SF <sub>6</sub> ) | cw<br>cw                   | 10 - 20 ns<br>10 - 20 ns |
|                 | Co <sub>2</sub> (TEA)          | Germanium acoustic modulator<br>Saturable absorber (SF <sub>6</sub> ) | Pulsed<br>Pulsed           | 1 ns<br>1 ns             |
|                 |                                |   |                            |                          |
| Solid           | Nd : glass                     | Saturable absorber (Kodak 9860 , 9840 dyes)                           | Pulsed                     | 5 ps                     |
|                 | Nd : YAG                       | Electro - optic modulator   | Cw , pulsed                | 40 ps                    |
|                 | Ruby                           | Saturable absorber (DDI dye)  | pulsed                     | 10 ps                    |
|                 | Semiconduct or                 | Saturable absorber  | cw                         | 5 ps                     |
|                 | Color center                   | Synchronous pumping   | cw                         | 5 ps                     |
| Liquid          | Rhodamine 6G                   | Saturable absorber (DODCI dye)  | Cw, Ar <sup>+</sup> pumped | 0.03 ps                  |
|                 |                                | Synchronous pumping   | Flash pumped               | 1 ps                     |
|                 |                                |   | Cw, Ar <sup>+</sup> pumped | 1 ps                     |

الجدول (5.1) أنظمة تثبيت النمط

## 5.5 حدود معادلات المعدل : Limits of the Rate Equations

درسنا في هذا الفصل سلوك الليزر المستمر والعابر ضمن أبسط التقريبات وذلك على أساس المتوسط المكاني لمعادلات المعدل . ولكي نزيد دقة النتائج فإن المعالجة يجب أن تكون كما يلي : (أ) أن تأخذ معادلات المعدل بعين الاعتبار التغير المكاني لكل من انقلاب الإسكان وكثافة الطاقة الكهرمغناطيسية . وهذه المسألة موضحة في الملحق A . (ب) استخدام معالجة نصف كلاسيكية تامة ، التي تكون المادة فيها مكتمة ، على حين توصف الموجة الكهرمغناطيسية للمجاوبة كلاسيكيا أي باستخدام معادلات ماكسويل . ويمكن الإثبات أن المعادلات الناتجة تأخذ شكل معادلات المعدل في الحالة المستمرة . وهذا أيضا صحيح في الحالة العابرة بشرط أن تكون فترة أي عبور أطول بكثير من مقلوب عرض خط الانتقال الليزر . وعلى هذا يمكن وصف جميع الحالات العابرة المدروسة في هذا الفصل (ربما عدا حالات تثبيت النمط) بصورة مناسبة باستخدام معادلات المعدل . (ج) استخدام معالجة كمومية تامة فيها كل من المادة والحقول مكتمة . وبطبيعة الحال تكون هذه المعالجة الأكثر كمالا من الجميع . ونحتاج إليها أنه يمكن إثبات أنه عندما يكون عدد فوتونات نمط المجاوبة أكبر بكثير من 1 ، فإن متوسط نتائج المعالجة الكمومية التامة تطابق نتائج المعالجة نصف الكلاسيكية وعلى هذا فإنه عدا مسائل مثل ضوضاء الليزر ، يمكننا تجنب صعوبات المعالجة الكمومية التامة . وعلينا أخيرا أن نبين أن معادلات المعدل في أبسط صيغتها التي درسناها هنا ، تتحقق في حالات قليلة نسبيا في أكثر الحالات هناك أكثر من ثلاثة أو أربعة سويات ومن ثم تكون معادلات المعدل أكثر تعقيدا . والحقيقة هي أنه يمكن القول بصورة عامة أن كل ليزر له مجموعته الخاصة من معادلات المعدل . إلا أن المعادلات التي درسناها في هذا الفصل تمثل نموذجا يمكن تعميمه لمعالجة الحالات الأكثر تعقيدا .

## مسائل Problems

5.1 أي صبغة ستستخدمها لحجم النمط  $V_8$  في الوسط الليزري إذا كان هناك عدة أنماط طولية ذات نفس توزيع الحقل المستعرض  $TEM_{00}$  ؟

5.2 احسب الخسارة اللوغاريتمية  $\gamma$  العائدة لنفوذية مرآة  $T = 80\%$  .

5.3 أثبت المعادلة ( 5.18a ) .

5.4 ليزر He-Ne يتذبذب عند انتقاله الأحمر  $\lambda = 632.8nm$  ورجحه 2% في كل عبور . تتألف المجاوبة من مرآتين مقعرتين كرويتين نصف قطر كل منهما  $R=5m$  ، والمسافة بينهما  $L = 1 m$  . وقد أدخلت فتحتان متماثلتان عند طرفي المجاوبة للحصول على تشغيل عند النمط  $TEM_{00}$  . احسب قطر الفتحة المطلوب .

5.5 إن عرض الخط  $\Delta\nu_0^* = 50MHz$  في ليزر  $CO_2$  ذي الضغط المنخفض هو بصورة رئيسية توسيع دوبلر

إن الليزر يعمل عند قدرة دخل تساوي ضعف القيمة الحرجة . احسب أقصى فاصل بين المرآتين ما يزال يسمح بحدوث نمط طولي منفرد .

5.6 في حالة ليزر Nd:YAG الموضح في الشكل 5.9 احسب حد العتبة للطاقة الداخلة والطاقة الخارجة عند  $P_{in} = 10kW$  عندما يهبط اقتران الخارج الليزري للقيمة 10% . احسب تناقص الكفاءة العائدة لهذه المسألة .

5.7 في حالة ليزر  $CO_2$  الموضح في الشكل 5.12 احسب عتبة الطاقة الداخلة والطاقة الخارجة عند  $P_{in} = 140kW$  في حالة اقتران خارجي مثالي .



5.8 ليزر He-Ne يتذبذب عند غطين طوليين متتاليين، أحدهما ينطبق على مركز الانتقال الليزري  $\omega_0$ . طول التجويف 1 m والاقتران الخارج 2% . إذا علمت أن عرض الخط الليزري هو  $\Delta\nu_0^* = 1.7\text{GHz}$ ، احسب فرق التردد بين هذين النمطين.

5.9 إن الإحصائيات التي في الشكل 5.19 تعود لليزر ياقوتي قطر قضيبه 6.3mm وطوله 7.5cm ، وله مرأتان تلتصقان مباشرة بالوجهين الطرفين للقضيب . ان ذروة المقطع العرضي للانتقال هي  $\sigma = 2.5 \times 10^{-20} \text{cm}^2$  وقرينة انكسار القضيب  $n=1.76$  وإشابة القضيب تعطينا تركيز أيونات فعالة مقداره

$N_i = 1.6 \times 10^{19} \text{ion/cm}^3$  . ومن قيمتي الحالة المستقرة  $N_0 V_a$  و  $q_0$  المؤشرتين في الشكل احسب الخسائر الكلية  $\gamma$  ومقدار الزيادة  $x$  على عتبة الليزر .

5.10 وفي حالة ليزر Nd:YAG ذي تبديل Q الموضح بالشكل 5.28 احسب حد العتبة المتوقع والطاقة الخارجة وفترة النبضة ( عند  $E_{in} = 10\text{Joul}$  ) عندما ينخفض ازدواج الخارج لغاية 20% .

## الفصل السادس

### أنواع الليزرات

#### 6.1 مقدمة

#### 6.2 ليزرات الحالة الصلبة

##### 6.2.1 ليزرات النيوديم

#### 6.3 الليزرات الغازية

#### 6.4 ليزرات السائل (ليزرات الأصبغة)

#### 6.5 الليزرات الكيميائية

#### 6.6 ليزرات أنصاف النواقل

#### مسائل

## أنواع الليزرات Type of Lasers

### 6.1 مقدمة Introduction:

يحتوي الفصل السادس على أهم أنواع الليزرات التي تتضمن أوساطاً فعّالة كثافتها المادية عالية . كما يشتمل على معلومات متنوعة وحقائق علمية حول عدد من الليزرات . ومما يجدر الإشارة إليه أن هناك عدداً أكثر بكثير من الليزرات التي سنذكرها هنا . إن هذا الفصل يركّز على الأنواع الأكثر شيوعاً واستعمالاً ، التي تعد خصائصها نموذجية بالنسبة لجميع أصناف الليزرات . ومما تجب ملاحظته أيضاً أن طائفة من المعلومات المعطاة في هذا الفصل (مثلاً الإستطاعات والطاقات الخارجة) من المحتمل أن تكون قد تغيرت (حل محلها قيم أخرى) ولهذا فإن هذه المعلومات تعد بمثابة دليل تقريبي . سوف ندرس الأنواع الآتية من الليزرات :

(1) ليزرات الحالة الصلبة (بلورة أو زجاج) .

(2) الليزرات الغازية .

(3) ليزرات الصبغة .

(4) الليزرات الكيميائية .

(5) ليزرات أنصاف النواقل .

(6) ليزرات المراكز اللونية .

(7) ليزرات الإلكترونات الطليقة .

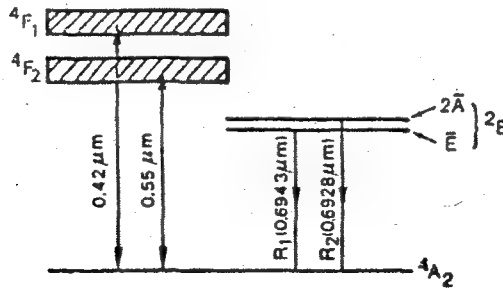
## 6.2 ليزرات الحالة الصلبة Solid State Lasers :

يقصد بليزرات المواد الصلبة عادة تلك الليزرات التي يكون الوسط الفعّال active medium أما بلورة عازلة أو زجاجاً ، أما ليزرات أنصاف الناقل فستُدرس في فقرة منفصلة ، نظراً لأن تقنيات الضخ والفعل الليزري مختلفة تماماً عن ليزرات الحالة الصلبة . إن ليزرات الحالة الصلبة غالباً ما تكون فيها المواد الفعالة عبارة عن أيونات شائبة داخل البلورات الأيونية . و الأيون عادة أحد المركبات من سلسلة العناصر الانتقالية في الجدول الدوري ( مثال أيونات الفلز الانتقالي و من أبرزها  $Cr^{3+}$  ، أو أيونات الأتربة النادرة و من أبرزها  $Nd^{3+}$  و  $Ho^{3+}$  . إن الانتقالات التي تحصل في العمل الليزري تشمل حالات تعود إلى الطبقات الداخلية غير الممتلئة لذلك فإن هذه الانتقالات لا تتأثر بقوة بالحقل البلوري . و هذا بدوره يعني أن هذه الانتقالات تكون إلى حد بعيد حادة sharp ( أي أن  $\sigma$  نوعاً ما كبيرة ) . و تكون القنوات غير المشعة إلى حد ما ضيقة ( أي أن  $\tau$  نوعاً ما طويل ) ، و لهذا فإن حد العبء لمعدل الضخ  $(C\alpha(v-n) + C\alpha(v-m) \rightarrow C\alpha(v-n+1) + C\alpha(v-m-1))$  لليزر السويات الأربعة صغير بشكل كافٍ مما يسمح للفعل الليزري بالشروع .

### 6.2.1 ليزرالياقوت<sup>(1)</sup> The ruby Laser :

إن ليزر الياقوت هو أول أنواع الليزرات و لا يزال مستعملاً حتى الآن . و قد عرف الياقوت منذ مئات السنين كأحد الأحجار الكريمة الطبيعية و يتكون من بلورة  $Al_2O_3$  ( الكورندم Corundum ) و قد حلت أيونات  $Cr^{3+}$  محل بعض أيونات  $Al^{3+}$  . أما مادة الليزر فيحصل عليها بواسطة إنماء البلورة من منصهر مزيج من  $Cr_2O_3$  بنسبة (  $0.05\% \sim$  وزناً ) و  $Al_2O_3$  . إن سويات الطاقة لليزر هي سويات أيون الكروميوم في التركيب البلوري لـ  $Al_2O_3$  و سويات الطاقة الأساس مبينة في الشكل

6.1 . يحدث الفعل الليزري عادة بالانتقال من السوية  $\bar{E}$  إلى السوية  $^4A_2$  (  $^4A_2 \rightarrow \bar{E}$  ) و يعطي الخط الأحمر  $R_1$  الذي طول موجته تساوي تقريباً  $694,3 \text{ nm}$  ( الخط الأحمر  $R_1$  ،  $\lambda \cong 694,3 \text{ nm}$  ) للياقوت نطاقين ضخ رئيسين هما  $^4F_2$  ،  $^4F_1$  متركزان عند الطول الموجي  $0,55 \mu\text{m}$  ( الأخضر ) و  $0,42 \mu\text{m}$  ( البنفسجي ) على التوالي .



الشكل 6.1

مستويات الطاقة للياقوت

إن هذين النطاقين يرتبطان مع كل من الحالتين  $2\bar{A}$  و  $\bar{E}$  بالتحلل سريع غير مشع non radiative ( $\sim 10^{-7} \text{ s}$ ) . وبما أن الحالتين الأخيرتين  $2\bar{A}$  و  $\bar{E}$  هما أيضاً مرتبطتان ببعضهما البعض بالتحلل سريع جداً غير مشع ( $\sim 10^{-7} \text{ s}$ ) فإنه يحدث توازن حراري بين إسكان السويتين ، و بالنتيجة تكون السوية  $\bar{E}$  هو الأكثر إسكاناً . إن فاصل التردد بين  $2\bar{A}$  و  $\bar{E}$  ( $\sim 29 \text{ cm}^{-1}$ ) صغيرة بالمقارنة مع ( $kT/h$ ) و على هذا فإن إسكان السوية  $2\bar{A}$  يساوي تقريباً إسكان السوية  $\bar{E}$  ، و من ثم من المحتمل أيضاً الحصول على الفعل الليزري Laser action من الانتقال  $2\bar{A} \rightarrow ^4A_2$  ( الخط  $R_2$  ) ( $\lambda_2 \cong 0,6928 \mu\text{m}$ ) و ذلك مثلاً باستعمال أنظمة التشتت المبينة في الشكل 5.7 وعلى الرغم من التعقيدات في الحصول على الانتقال الليزري لهذين الخطين ، فإن من الواضح أن ليزر اللياقوت يعمل كليزر ذي سويات ثلاثة .

وكما سبق شرحه فيما يتعلق بالشكل ( 2.14 ) ، فإن الانتقال  $R_1$  غالباً ما يكون اتساعه متجانساً عند درجة حرارة الغرفة ، و هذا الاتساع هو نتيجة التفاعل بين أيونات  $Cr^{3+}$  مع فونونات phonons النسق البلوري Lattice . إن عرض الخط ( FWHM ) هو  $\Delta\nu_0 = 11cm^{-1} = 330GHz$  ( عند درجة حرارة  $T=300^\circ K$  ) والسويتان  $2\bar{A}$  و  $\bar{E}$  لهما نفس العمر و يساوي تقريباً  $3 \times 10^{-3}s$  عند درجة حرارة  $(T=300^\circ K)$  ، و هذا يزداد إلى  $4.3 \times 10^{-3}s$  عند درجة حرارة  $T=77^\circ K$  ، أن هذا يبين أن الانحلال غير المشع يؤثر في عمر السويتين عند درجة حرارة الغرفة . و مما تجدر ملاحظته أن العمر هو في حدود الملي ثانية و هو يساوي تقريباً عمر الانتقال الممنوع لثنائي القطب الكهربائي electric – dipole .

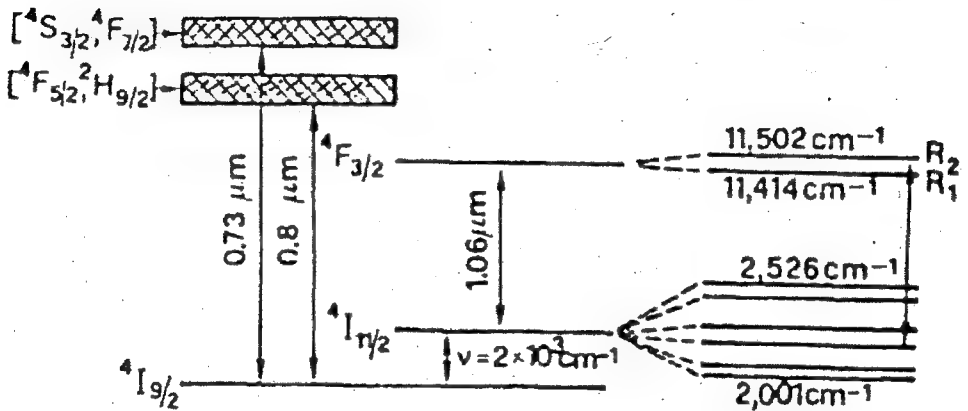
إن ليزرات الياقوت تشغل عادة بالنظام النبضي Pulsed regime و يستعمل للتشغيل مصباح الكريون الومضي بضغط ( 500 Torr ) . أما بحسب الترتيب المبين في الشكل 3.2b أو في الأغلب كما في الشكل 3.2a . و الأبعاد النموذجية لقضيب الياقوت كالآتي : القطر يتراوح بين 5 mm و 10 mm أما الطول فيتراوح بين 5 cm إلى 20 cm . و يمكن تلخيص سلوك الخرج الليزري بالآتي ( أ ) عند تبديل عامل النوعية Q-switched يمكن الحصول على 10 – 50 MW في نبضة عملاقة منفردة أمدها 10 – 50 ns و (ب) و عند تثبيت النمط mode – locked يمكن الحصول على قدرة ذروتها بضعة جيغاواط giga watts للنبضة التي أمدها حوالي 10 ps . إن ليزرات الياقوت يمكن تشغيلها بنظام الموجة المستمرة cw ، إذ يتم الضخ بمصباح زئبقي ذي ضغط عال .

لقد شاع استعمال ليزرات الياقوت في الماضي أما في الوقت الحاضر فقل استعمالها حيث حلت محلها ليزرات النيوديميوم — ياغ Nd – YAG أو نديميوم —

زجاج Nd - glass . نظراً لأن ليزر الياقوت يشغل على أساس مخطط ليزر الثلاث  
سويات فإن حد العتبة لطاقة الضخ هو one order of magnitude حوالي رتبة واحدة  
أكبر مما هو عليه في حالة ليزر النيوديميوم — ياغ المساوي له بالحجم . و على كل  
حال لا تزال ليزرات الياقوت تستخدم في عدد من التطبيقات العلمية مثل الهولوغرافيا  
النضية Pulsed Holography وفي تجارب تحديد المدى ( من ضمنها مقياس المدى  
العسكرية ) .

## 6.2.2 ليزرات النيوديميوم<sup>(4-6)</sup> Neodymium Lasers

تعد ليزرات النيوديميوم من أكثر الليزرات الصلبة شيوعاً و يتكون الوسط  
الليزري إما من بلورة  $Y_3Al_5O_{12}$  (وعادة يطلق عليها ياغ YAG ، و كلمة ياغ  
متكونة من الأحرف الأولى لـ Yttrium aluminum garnet ) الذي فيه قسم من  
أيونات  $Y^{3+}$  ، حلت محلها أيونات  $Nd^{3+}$  ، أو أبسط من ذلك الزجاج المطعم  
بأيونات  $Nd^{3+}$  . إن ليزرات النيوديميوم يمكنها أن تتذبذب عند عدة خطوط . أقوى  
هذه الخطوط و أكثرها استعمالاً هو الخط  $\lambda = 1.06 \mu m$  .



الشكل 6.2

مستويات الطاقة بصورة مبسطة لـ Nd : YAG

يمثل الشكل 6.2 مخطط مبسط لسويات طاقة Nd:YAG و هو تقريباً نفس المخطط لسويات طاقة Nd - glass لأن سويات الطاقة المستخدمة ، كما سبق شرحه لا تتأثر كثيراً قوياً بالحقل البلوري . إن الانتقال الليزري عند الخط  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$  هو الأقوى من بين الانتقالات  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$  . إن نطاقي الضخ الرئيسين هما عند  $0.73 \mu\text{m}$  و  $0.8 \mu\text{m}$  على التوالي . و يرتبط هذان النطاقان بوساطة الانحلال غير المشع مع المستوي  $^4F_{3/2}$  . على حين ترتبط السوية السفلي  $^4I_{11/2}$  أيضاً بانحلال غير مشع مع السوية الأرضية  $^4I_{9/2}$  فضلاً عن ذلك فإن فرق الطاقة بين السويتين  $^4I_{11/2}$  و  $^4I_{9/2}$  هو تقريباً رتبة واحدة أكبر من  $kT$  و من ثم فإن ليزر النيوديميوم يشتغل على أساس مخطط الأربع سويات . و كما في حالة الانتقال الليزري لليزر الياقوت فإن الاتساع المتجانس هو المسيطر و عرض الخط يكون  $\Delta\nu_0 = 6.5\text{cm}^{-1} = 195\text{GHz}$  عند درجة حرارة  $T=300^\circ\text{K}$  إن عمر السوية العلوية لليزر في هذه الحالة هو أيضاً طويل جداً  $\tau = 0.23\text{ms}$  و ذلك لأن الانتقال ممنوع بالنسبة لتفاعلات ثنائي القطب الكهربائي.

إن ليزرات Nd:YAG يمكنها أن تعمل إما بنظام الموجة المستمرة cw أو بالنظام النبضي . و في كلتا الحالتين تستخدم مصابيح خطية محتواة في قطع ناقص واحد ( الشكل 3.2b ) أو الازدواج المتقارب ( الشكل 3.2c ) أو ترتيب قطوع الناقصة المتعددة ( الشكل 3.3 ) . تستعمل مصابيح الكزيتون Xe ذات الضغط المعتدل ( 500 - 1500 Torr ) و مصابيح الكربتون Kr ذات الضغط العالي ( 4 - 6 ضغط جوي) للتشغيل النبضي و المستمر على التوالي . أما أبعاد القضيب فهي مساوية لأبعاد قضيب الياقوت المشار إليه سابقاً . و يمكن تلخيص سلوك الخرج الليزري كالآتي : ( أ ) يمكن الحصول على استطاعة خارجة إلى حد 150W من المرحلة الواحدة Single stage و إلى حد 700 W من المضخمات المتسلسلة Cascade of amplifiers في حالة التشغيل المستمر . ( ب ) تصل الاستطاعة الخارجة إلى 50 MW



عند استعمال تغيير عامل النوعية . ( ج ) يصل أمد النبضة إلى حوالي 20 ps في حالة تثبيت النمط Mode - Locked . إن انحدار الكفاءة هو حوالي 3 - 1 % لكل من التشغيل المستمر و النبضي . تستعمل ليزرات Nd : YAG على نطاق واسع في مجموعة متنوعة من التطبيقات منها معالجة المواد أثناء الصنع ( حيث تستعمل الليزرات المستمرة أو ليزرات النبضة المتكررة ) ، و في تعيين المدى و في الجراحة بالليزر .

إن أبعاد قضيب Nd:glass ربما تكون أكبر بكثير من أبعاد قضيب Nd:YAG (ربما يكون بطول متر واحد و بقطر بضع عشرات من السنتيمترات ) . بما أن درجة انصهار الزجاج منخفضة فمن الممكن إغناء القضيب بسهولة أكبر بكثير من بلورة الياغ ومن ناحية ثانية ، بما أن التوصيل الحراري للزجاج حوالي رتبة واحدة أقل من التوصيل الحراري للياغ ، و لهذا فإن ليزرات Nd : glass عادة تعمل بالنظام النبضي . يمكن تلخيص سلوك الخارج الليزري كالآتي : ( أ ) الطاقة الخارجة و ذروة القدرة عند تغيير عامل النوعية مساوية لتلك التي يحصل عليها من قضيب Nd:YAG المساوي له في الأبعاد . ( ب ) نظراً لأن الانتقال الليزري إلى حد بعيد أكثر اتساعاً من الانتقال الليزري لـ Nd : YAG ( الاتساع غير المتجانس الإضافي هو لتغير الظروف المحيطة بالأيون في مادة الزجاج ) ، و من الممكن الحصول على نبضة بعرض 5 ps ~ في حالة تثبيت النمط . و من الممكن استعمال Nd : glass بدل Nd:YAG في جميع التطبيقات التي تتطلب سرعة تكرار منخفضة بدرجة كافية حتى لا تحصل مشاكل حرارية داخل القضيب . من التطبيقات المهمة جداً لليزر Nd : glass أنها تُستخدم كمضخات الليزر في الأنظمة ذات الطاقة العالية جداً و التي تُستخدم في تجارب الاندماج النووي . لقد تم بناء نظام ليزري أساسه ليزر Nd:glass الذي يعطي نبضات ذروة استطاعة أكثر من 20 TW و الطاقة الكلية تقريباً 15 kJ ( ليزر شيفا Shiva ) . وهناك نظام قيد التشغيل الذي يعطي قدرة و طاقة أكبر ( ليزر نوبا Nova ، 300 TW - 100 و 200 kJ ) .

### 6.3 الليزرزات الغازية Gas Lasers :

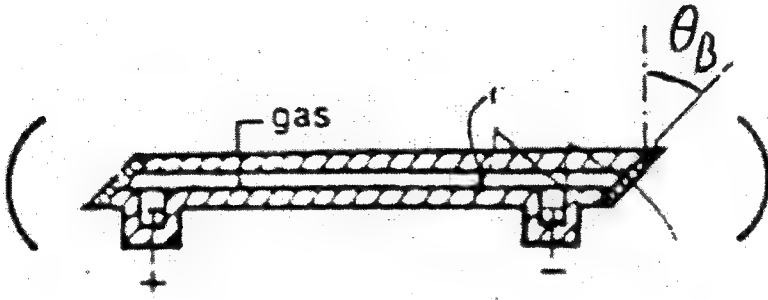
على العموم يكون توسع سويات الطاقة في الغازات أقل نوعاً ما ( بمحدود بضعة جيجاهيرتز gigahertz أو أقل ) ، نظراً لأن عمليات توسيع الخطوط أضعف مما هي عليها في حالة المواد الصلبة . في الغازات تحت ضغط منخفض التي غالباً ما تستعمل في الليزرزات ( الضغط بمحدود بضعة Torr ) يكون التوسيع الناتج عن التصادم صغيراً جداً . و التوسيعات الخطية تتحدد أساساً بتوسع دوبلر ، و لهذا السبب لا يستخدم هنا الضخ البصري بمصاييح من الأنواع المستعملة في حالة ليزررات الحالة الصلبة ، و الحقيقة هي أن هذه المصاييح ذات كفاءة قليلة جداً ، لأن طيف الانبعاث لهذه المصاييح مستمر تقريباً . و أنه لا توجد هناك حزم امتصاص واسعة broad band absorption في المادة الفعالة إن الحالة الوحيدة التي تم الحصول فيها على الفعل الليزري في الغاز بواسطة الضخ البصري من هذا النوع ، هي في حالة Cs المضخ بمصباح خطي يحتوي على الهيليوم . في هذه الحالة يكون من المفضل استعمال الضخ البصري نظراً لأن بعض خطوط الانبعاث للهيليوم تطابق خطوط الامتصاص للسيزيوم Cs . و على كل حال يعدّ هذا الليزر مهماً من الناحية التاريخية فقط ، لأن السيزيوم الذي يتبخّر عند درجة حرارة  $175^{\circ}\text{C}$  هو مادة فعالة جداً .

تتم عادة إثارة الليزرزات الغازية بالطرق الكهربائية ، أي أن عملية الضخ تتم بإمرار تيار عالي مناسب ( مستمر أو نبضي ) خلال الغاز . إن عمليات الضخ الأساس التي تحدث في الليزرزات الغازية قد نوقشت سابقاً في البند 3.3 . سنناقش في هذا الفصل عمليات ضخ خاصة لعدد من أنواع الليزرزات ( مثال تأين بننك Pinning ionization و انتقال الشحنة ) . و نود هنا أن نشير إلى أن عدد من الليزرزات الغازية يمكن أن تضخ بطرق أخرى غير الضخ الكهربائي ، و نذكر منها بصورة خاصة الضخ

بوساطة تمدد الغاز الديناميكي gas-dynamic expansion ، و الضخ الكيميائي  
والضخ البصري بوساطة ليزر آخر.

فإذا وجد نوع من الذرات في الحالة المثارة يمكنها الانحلال إلى الحالات السفلى  
ومن ضمنها الحالة الأرضية بوساطة أربعة عمليات مختلفة و هي (أ) التصادمات بين  
إلكترون والذرة المثارة ، حيث الأخيرة تعطي طاقتها إلى الإلكترون (تصادم من النوع  
الثاني)، (ب) التصادمات بين الذرات ( للغاز الذي يتكون من أكثر من نوع من  
الذرات )، (ج) التصادمات مع جدران الوعاء ، ( د ) للإصدار التلقائي . فيما يخص  
الحالة الأخيرة ، يجب أن نأخذ بعين الاعتبار احتمالية (و بصورة خاصة للانتقالات  
Uv و VUV التي تكون عادةً قوية جداً ) حبس الإشعاع radiation trapping . إن  
هذه العملية تبطئ من المعدل الفعلي للإصدار التلقائي.

ومن اجل قيمة معينة لتيار التفريغ فإن هذه العمليات المتنوعة للإثارة  
excitation و إزالة الاثارة de-excitation تؤدي في النهاية إلى نوع من التوزيع  
المنتظم للإسكان بين مستويات الطاقة . و هكذا نلاحظ أن عملية الحصول على انقلاب  
الإسكان في الغازات أكثر تعقيداً مما في حالة ليزر الحالة الصلبة بسبب الظواهر  
العديدة المتضمنة . وعلى العموم نستطيع القول إنه سيحدث انقلاب في الإسكان بين  
أي سويتين عندما يحدث أيأ أو كلاً من الظروف الآتية ( أ ) معدل الإثارة للسوية  
العليا لليزر أكبر مما هو للسوية السفلى لليزر (ب) انحلال السوية العليا لليزر أبطأ من  
انحلال السوية السفلى . نتذكر هنا أن الطرف الثاني هو شرط ضروري لعملية ليزر  
الموجة المستمرة . [ راجع (5.26) ] . إذا لم يستوف هذا الشرط فالعمل الليزري  
يمكن استمراره على شكل نبضي على شرط أن تكون الحالة ( أ ) مستوفية (الليزرات  
المنتهية ذاتياً Self-terminating Lasers ) .



شكل 6.3

رسم تخطيطي لليزر غازي

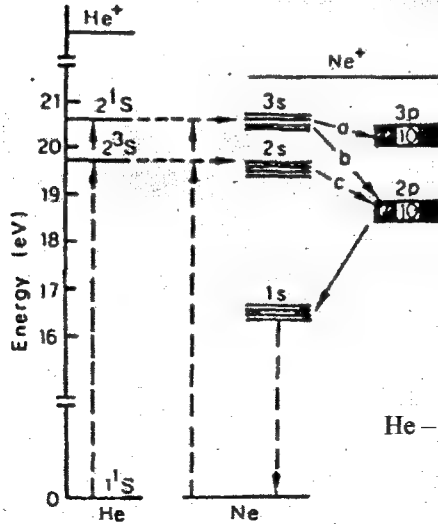
وبقدر ما يتعلق الأمر بتركيب الليزر الغازية فإن الشكل 6.3 يمثل شكلاً تخطيطياً لمعظم الليزر الغازية. يوضع الغاز داخل أنبوب ذي قطر مناسب (القطر يتراوح بين بضعة ميليمترات إلى بضعة سنتيمترات). تسدّ نهايتي الأنبوب نافذتان end windows تميلان بزاوية بروستر Brewster angle  $\theta_B$  و من المعلوم أنه عند زاوية السقوط هذه، فإن حزمة أشعة الليزر المستقطبة في مستوي الشكل لا تعاني خسارة عند انعكاسها عن سطح النافذتين. وعليه فإن مستوي الشكل يمثل مستوي الاستقطاب للخروج الليزري. وعلى العموم يفضل استعمال المرايا الكروية على المرايا المستوية لأن المرايا الكروية تُكوّن مجاوبة أكثر استقراراً. (راجع الشكل في آخر البند 4.4.2).

### 6.3.1 ليزرات الذرة المعتدلة Neutral atom Lasers

يمكن اعتبار ليزر  $^{10}\text{He-Ne}$  نموذجاً لهذا الصنف من الليزر (وهو في الحقيقة يمثل نوعاً مهماً من هذه الليزر). ومن الممكن أن يتذبذب هذا الليزر عند أي من الأطوال الموجية التالية:  $\lambda_1 = 3.39 \mu\text{m}$ ،  $\lambda_2 = 0.633 \mu\text{m}$ ، و  $\lambda_3 = 1.15 \mu\text{m}$ ، أن ليزر He-Ne هو أول الليزر الغازية التي صنعت للتذبذب (عند طول موجي  $1.15 \mu\text{m}$ )<sup>(7)</sup> أما ليزر الهيليوم — نيون الأحمر ( $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$ ) فهو من أكثر

الليزرات رواجاً وأوسعها استعمالاً . في الشكل 6.4 مخططات لسويات الطاقة لكل من الهيليوم He و النيون Ne . يحدث الفعل الليزري بين سويات الطاقة للنيون حيث يضاف الهيليوم للمساعدة في عملية الضخ . و الحقيقة أنه - كما هو ملاحظ من الشكل - أن السويتين  $2^3S$  و  $2^1S$  للهيليوم مرناة resonant مع السويتان  $2s$  و  $3s$  للنيون على التعاقب . و بما أن السويتين  $2^3S$  و  $2^1S$  شبه مستقرتين فإن للهيليوم كفاءة عالية في ضخ السويتين  $2s$  و  $3s$  للنيون بواسطة الانتقال التحاوي للطاقة resonant energy transfer و قد وجد أن هذه العملية هي المهيمنة في إحداث انقلاب الإسكان في ليزر He-Ne ، مع أن التصادمات المباشرة بين ذرات Ne والإلكترونات تسهم أيضاً في عملية الضخ . مما سبق ذكره يمكن تعزيز إسكان السويات  $2s$  و  $3s$  للنيون و لهذا يمكن اعتبارها سويات عليا للانتقالات الليزرية . مع الأخذ بعين الاعتبار قواعد الاختيار ، نرى أن الانتقالات المحتملة هي الانتقالات إلى الحالات  $p$  . بالإضافة إلى هذا ، فإن زمن الانحلال للحالات  $s$  ( $\tau_s \approx 100$  ns) رتبة واحدة أطول من زمن انحلال الحالات  $p$  ( $\tau_p \approx 10$  ns) و هكذا فإن شرط المعادلة (5.26) مستوفى للتشغيل كليزر الموجة المستمرة cw . من هذه الاعتبارات يتبين أن التذبذب الليزري يمكن توقعه على أي من الانتقالات  $a$  ،  $b$  و  $c$  المبينة في الشكل (6.4). من بين الانتقالات المتنوعة للنموذج  $a$  هو أن أقوى الانتقالات تحدث بين السويتين الثانويتين  $3s_2$  من مجموعة  $3s$  و السويات الثانوية  $3p_4$  من المجموعة  $3p$  ( $\lambda_1 = 3.39 \mu m$ ) . و من بين الانتقالات للنموذج  $b$  الانتقال  $3s_2 \rightarrow 2p_4$  ( الخط الأحمر  $\lambda_2 = 0.633 \mu m$  ) و هذا هو ليزر الهيليوم - نيون الشائع الاستعمال تجارياً . إن الانتقال  $2s_2 \rightarrow 2p_4$  ( للنموذج  $c$  ) يعطي الطول الموجي  $\lambda_3 = 1.15 \mu m$  . يعتمد تذبذب ليزر He-Ne عند الانتقالات  $a$  ،  $b$  و  $c$  على ما إذا كانت أعظم قيمة لانعكاسية المرايا هي عند  $\lambda_1$  أو  $\lambda_2$  أو  $\lambda_3$  . و لهذا تصمم المرايا ذات طبقات عازلة

متعددة Multilayer dielectric mirrors بحيث تكون أعلى قيمة للانعكاسية عند الطول الموجي المرغوب فيه.



الشكل 6.4  
سويات الطاقة للليزر He - Ne

إن الانتقال الليزري يهيمن عليه الاتساع الناتج عن تأثير دوبلر . فمثلاً عند الخط  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$  ، و من المعادلة (2.5.116) نجد أن الاتساع الطبيعي Natural broadening يقدر بالمقدار  $\Delta\nu_{nat} = 1/2\pi\tau \cong 19 \text{ MHz}$  ، حيث  $\tau^{-1} = \tau_s^{-1} + \tau_p^{-1}$  ، و  $\tau_s$  و  $\tau_p$  تمثلان عمر كل من الحالتين s و p على التوالي. و الاتساع الناتج عن التصادم Collision broadening يكون إسهامه أقل من الاتساع الطبيعي [مثلاً لغاز النيون النقي  $\Delta\nu_c \cong 0.6 \text{ MHz}$  عند ضغط  $p \approx 0.5 \text{ Torr}$  ، راجع المعادلة (2.105a)]. و أخيراً، مما تجب ملاحظته أن عرض الخط المقيس عملياً يتفق تماماً مع الحسابات المدرجة أعلاه. وهذا يؤكد أن درجة الحرارة المؤثرة لذرات النيون هي درجة حرارة المحيط.

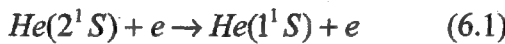
إن أولى التصاميم لليزر He - Ne كانت بحسب المخطط العام في الشكل 6.3 ولكن هذه التصاميم قد تم استبدالها بترتيب جديد فيها أنبوب التفريغ ينتهي بمراآتين ، والمحاوية ، والسطوح المطلية للمراآتين تكون ضمن منطقة التفريغ . بسبب العمليات المعقدة التي تسهم في إثارة وإزالة الإثارة للسويات ، فإن لليزر He - Ne قيم مثلى لعدد من عوامل التشغيل ، و بالأخص القيم الآتية:

( أ ) القيمة المثلى لحاصل ضرب الضغط الكلي للغاز P و قطر الأنبوب D  
 $( PD = 3.6 - 4 \text{ Torr} \times \text{mm})$  .

( ب ) القيمة المثلى للنسبة He : Ne (حوالي 5 : 1 عند  $\lambda = 632.7 \text{ nm}$   
حوالي 9 : 1 عند  $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$  ) .

( ج ) قيمة مثلى لكثافة تيار التفريغ J . إن وجود قيمة مثلى لـ PD يدل على أن درجة حرارة الإلكترون لها القيمة المثلى .

إن النظرية المبسطة للتفريغ التوهجي glow discharge في الأعمدة الموجبة تبين وجود توزيع ماكسويلي Maxwellian لطاقة الإلكترون حيث أن درجة الحرارة تعتمد على PD (راجع الفقرة 3.3.2) . تنتج القيمة المثلى لكثافة التيار ( في الأقل للانتقالات  $3.39 \mu\text{m}$  و  $0.6328 \mu\text{m}$  ) لأنه عند الكثافات العالية للتيار لا تتم إزالة الإثارة لسوية الهليوم ( $2^1S$ ) شبه المستقر فقط بوساطة النفوذية إلى الجدران و لكن أيضاً بعمليات التصادم فوق المرنة Superelastic collision مثلاً .



بما أن معدل هذه العملية يتناسب مع كثافة الإلكترون Ne ( و من ثم يتناسب مع J ) ، فإن إجمالي معدل إزالة الإثارة يمكن التعبير عنه بـ  $K_2 + K_3J$  حيث  $K_2$

تمثل النفوذية إلى الجدران و  $K_3J$  تمثل عملية التصادم فوق المرن (6.1). و بما أن معدل إثارة السوية  $2^1S$  يمكن التعبير عنه بـ  $K_1J$  ، فإن إسكان السوية  $2^1S$  في الحالة المستقرة يعطى بـ  $(NK_1J / (K_2 + K_3J))$  حيث  $N$  إسكان الحالة الأرضية لذرات الهيليوم . و بناء عليه فإن إسكان السوية  $2^1S$  للهيليوم و من ثم إسكان الحالة  $3s$  للنيون سوف تتشبع عند الكثافات العالية للتيار و ذلك كما هو مبين في العلاقة التي أعلاه . من ناحية ثانية وجد تجريبياً أن إسكان السوية السفلي لليزر (  $2p$  أو  $3p$  ) يستمر بالزيادة مع  $J$  ( بسبب الضخ المباشر من السوية الأرضية لذرات النيون و الإشعاعات المتعاقبة من سويات الليزر العليا ) . عند زيادة كثافة تيار التفريغ يزداد فرق الإسكان إلى قيمة عظمى و من ثم يقل . و عليه فإن الريح الليزري ، و من ثم أيضاً الاستطاعة الخارجة ستكون لها قيمة عظمى عند كثافة تيار معينة . و مما يجب ملاحظته أيضاً أنه قد وجد عملياً أن الريح الليزري يتغير مع  $D^{-1}$  على شرط أن حاصل الضرب  $PD$  يبقى ثابتاً . و هذا واضح ، لأنه عندما يكون  $PD$  ثابتاً ، فإن درجة حرارة الإلكترون تكون ثابتة . و من هنا كل عمليات الإثارة نتيجة التصادم بالإلكترون تتناسب مع عدد الذرات المتيسرة للإثارة . و بما أن كلاً من السوية العليا والسفلى لليزر يزداد إسكانهما بعمليات التصادم الإلكتروني . إن هذه الإسكانات و من ثم الريح الليزري يتناسب طردياً مع الضغط أو مع  $D^{-1}$  عندما  $PD$  تكون ثابتة .

إن الدراسات السابقة تبين أنه لأنبوب ليزر معين ، فإن مدى التيار المحتمل

وكذلك تغير الضغط يكون في الواقع محدداً . و مع ذلك فإنه بزيادة قطر الأنبوب عند قيمة ثابتة لـ  $PD$  ، نستطيع زيادة الخارج الليزري . في هذه الحالة يتناقص الريح تقريباً عكساً مع قطر الأنبوب في حين تزداد مساحة المقطع العرضي لأنبوب التفريغ مع مربع القطر . و النتيجة الإجمالية لهذين التأثيرين هي أن الاستطاعة



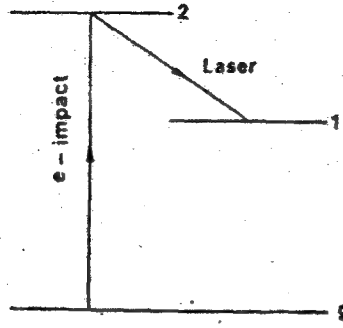
الخارجة تقريباً تتناسب مع قطر الأنبوب . فوق حد العتبة بكثير تزداد الاستطاعة الخارجة خطياً مع طول الأنبوب . كنموذج للاستطاعة الخارجة المثلى لأنبوب اسطواني أبعاده  $100 \text{ cm} \times 6 \text{ mm}$  هي  $100 \text{ MW}$  . و الواقع هو أنه في معظم ليزرات He - Ne ، يكون قطر الأنبوب الداخلي  $1 - 6 \text{ mm}$  ، و ذلك لكي يمكن السيطرة على النمط . نظراً لأن عرض الخط كما أشرنا إليه سابقاً  $\Delta \nu$  ( للانتقال  $6.33 \text{ nm}$  ) حوالي  $1700 \text{ MHz}$  ، فإن من المحتمل الحصول على تذبذب نمط طولي منفرد باستعمال مجاوبة طولها قصير بقدر كاف ليعطي انفصال نمطي طولي  $(c / 2L)$  مقارب  $\Delta \nu$  في الواقع إن هذا يقتضي ضمناً  $L < 15 - 20 \text{ cm}$  .

إن ليزرات الهيليوم - نيون التي تتذبذب عند الخط الأحمر كثيرة الاستعمال في عديد من التطبيقات التي تتطلب حزمة شعاع مرئي و باستطاعة منخفضة . ( مثال : التراص alignment و قراءة الرموز و علم القياس و التصوير المجسم ( هولوغرافيا ) و Video disk memories .

بالإضافة إلى ليزر He - Ne توجد ليزرات غازية متعادلة الذرات أخرى تشمل معظم الغازات النادرة . ( Xe, Ar, Kr, Ne, He ) . و على العموم يلاحظ إن مخطط سويات الطاقة لكل من هذه الذرات مشابه لمخطط سوية الطاقة للنيون و المبين في الشكل ( 6.4 ) عدى الاختلاف في المقياس . إن السوية المتحرضة الأولى (  $1s$  ) هي عادة ليست السوية السفلى لليزر ، لأنها شبه مستقرة ، و لهذا فإن السويات المستخدمة للحصول على الفعل الليزري أعلى من السوية المثارة الأولى ( أو السويتين الأولين المتحرضين ) . و لهذا السبب فإن ليزرات غاز الذرات المعتدلة عادة تعمل في المنطقة الحمراء أو تحت الحمراء القريبة (  $1-10 \mu\text{m}$  ) وأخيراً نلاحظ أن ليزرات الذرات المتعادلة لا تمثل فقط بالغازات النادرة فحسب بل نخص بالذكر أيضاً

ليزرات أبخرة المعادن (Mn, Sr, Ca, Au, Cu, Pb) . إن أهم هذه الليزرات حالياً هو ليزر  $\text{Cu}^{(10)}$  الذي يتذبذب عند الخط الأخضر (510.5 nm) إذ أن كفاءته تكون نوعاً ما عالية (1% ~) و الخط الأصفر (578.2 nm) . إن جميع ليزرات أبخرة المعادن منتبهة ذاتياً self-terminating ، ولهذا فإنها تعمل بالنظام النبضي .

إن المخطط العام لسويات الطاقة الوثيقة الصلة بالموضوع لهذا النوع من الليزرات مبين بالشكل 6.5 . و الانتقال  $2 \rightarrow g$  مسموح به ، على حين أن الانتقال  $1 \rightarrow g$  ممنوع بتفاعل ثنائي القطب الكهربائي . و باستخدام تقريب بورن Born نتوقع أن يكون المقطع العرضي للتصادم الإلكتروني للانتقال  $2 \rightarrow g$  أكبر مما هو للانتقال  $1 \rightarrow g$  . لكي يتولد إسكان كاف في سوية الليزر العليا ، يجب أن يُعطى الانتقال المشع  $2 \rightarrow g$  الذي عادة يكون سريعاً إلى قيمة مساوية لمعدل الإشعاع  $1 \rightarrow 2$  . و هذا معناه أنه يجب توفير كثافة ذرية كافية لإنتاج حبس إشعاعي على الانتقال  $2 \rightarrow g$  . لاحظ أنه نظراً لأن الانتقال  $2 \rightarrow g$  غير مسموح به فإن الليزر يمكن فقط أن يعمل على الأساس النبضي و تكون فترة النبضة الواحدة محدوداً أو أقل من عمر السوي 2 . إن الانحلال  $1 \rightarrow g$  يحدث عادة بالتصادمات مع الجدران أو عن طريق إخماد إثارة ذرة بواسطة ذرة أخرى atom-atom deactivation . إن معدل الانحلال الخاص يحدد الحد الأعلى لمعدل تكرار الليزر .



شكل 6.5

مخطط عام لمستوي الطاقة لليزر بخار المعدن المنتهي ذاتياً

## Ion Lasers

## 6.3.2 الليزرز الأيونية

في حالة الذرة المتأينة تتباعد سويات الطاقة . في هذه الحالة يلاقي الإلكترون في الذرة حقلاً ناشئاً عن الشحنة الموجبة  $Ze$  للنواة (  $Z$  العدد الذري للذرة و  $e$  شحنة الإلكترون ) محجوبة بشحنة سالبة قدرها  $e(Z-2)$  للإلكترونات المتبقية . ولهذا فإن الشحنة الفعالة  $2e$  ، على حين للذرة المتعادلة تكون الشحنة الفعالة  $e$  . هذا التوسع في سويات الطاقة يعني أن الليزرز الأيونية تعمل في المنطقة المرئية أو المنطقة فوق البنفسجية ، سوف نقسم الليزرز الأيونية على صنفين :

( أ ) ليزرز الغازات الأيونية

( ب ) ليزرز أبخرة المعادن .

### 6.3.2.1 ليزرز الغازات الأيونية Ion gas lasers

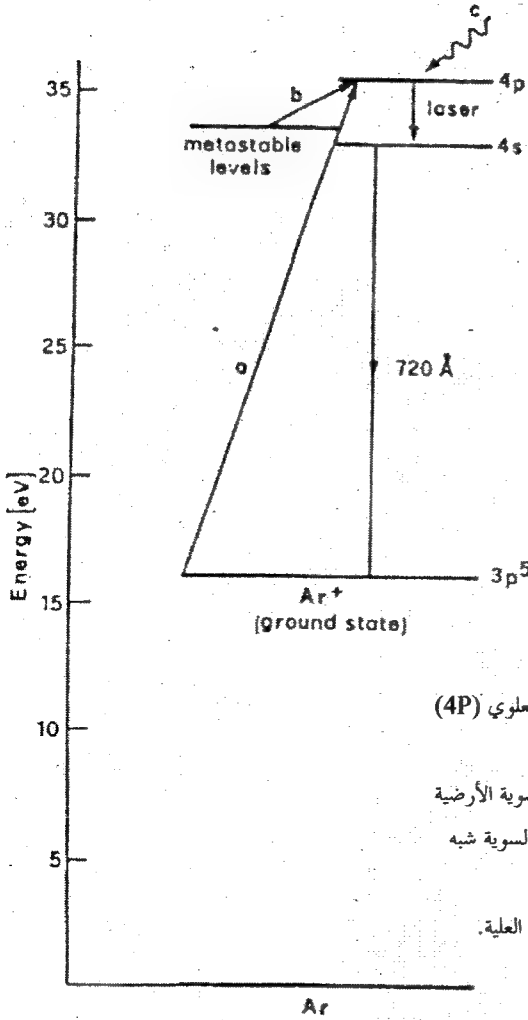
في منظومة ليزر الغاز الأيوني يمكن إشغال السوية العليا لليزر بواسطة تصادمين متعاقبين مع الإلكترونات في أنبوبة التفريغ .

إن التصادم الأول يُنتج أيوناً من الذرة المعتدلة ، على حين يثير التصادم الثاني هذا الأيون . و بناءً على ذلك فإن عملية الضخ تتكون من خطوتين تتضمن كثافة تيار التفريغ  $J$  ( و تتناسب مع  $J^2$  أو مع  $J$  مرفوعة لقوى أعلى كما سنرى فيما بعد ) ولكي تكون العملية ذات كفاءة مناسبة ، فإنها تتطلب كثافة تيار عالية. وهكذا يتطلب ليزر الغاز الأيوني كثافة تيار أعلى مما يتطلبه ليزر الغاز المتعادل.

من بين ليزرات الغازات الأيونية المتنوعة سوف ندرس ببعض التفاصيل ليزر أيون الأركون  $Ar^+$  . الشكل 6.6 يبين مخططاً لسويات الطاقة الأساس لأيون الأركون. إن إسكان السوية العليا للانتقال الليزري ( $4p$ ) ينتج عن طريق ثلاث عمليات متميزة : ( أ ) تصادمات الإلكترون بأيونات  $Ar^+$  في السويات الأرضية [العملية (a)] ، ( ب ) تصادمات الإلكترون بأيونات في السويات شبه المستقرة [العملية (b)] ، ( ج ) الإشعاعات المتعاقبة من السويات العليا [العملية (c)] . إذا فرضنا أن  $N_i$  كثافة أيونات الأركون في الحالة الأرضية و  $N_e$  كثافة الإلكترونات ، و إذا فرضنا أن البلازما ككل متعادلة ، عندئذ نستطيع القول إن  $N_i \approx N_e$  إن العملية (a) تؤدي إلى معدل ضخ لوحدة الحجم  $(dN_2/dt)_p$  تتحدد بالصيغة الآتية :

$$(dN_2 / dt)_p \propto N_e N_i \propto N_e^2 \quad (6.2)$$

وبما أن التفريغ الكهربائي يصل إلى حالة يكون فيها الحقل الكهربائي ثابتاً ، فإن كثافة الإلكترونات  $N_e$  سوف تتناسب مع كثافة تيار التفريغ  $J$  .



### الشكل 6.6

ثلاث عمليات مختلفة تسهم بضخ المستوي العلوي ( $4P$ )

للليزر  $Ar^+$

(a) تصادمات الإلكترون بالأيونات في السوية الأرضية

(b) تصادمات الإلكترون بالأيونات في السوية شبه

المستقرة

(c) الإشعاعات المتعاقبة من السويات العلية.

من المعادلة (6.2) ينتج أن  $(dN_2/dt)_p \propto J^2$ . هذا التناسب مع مربع كثافة التيار قد أثبت عملياً بملاحظة التغير بالاستطاعة المنبعثة تلقائياً كتابع لـ  $J$  من الوهلة الأولى يظهر أن هذا يدعم العملية (a)، على كل حال فإن العمليتين (b) و (c) لهما أيضاً نفس اعتماد  $(dN_2/dt)_p$  على  $J$ . وهذا واضح مباشرة في حالة العملية (c) (و الواقع هو أن إسكانات السويات التي تنشأ منها العملية المتعاقبة سوف تتناسب

أيضاً مع  $N_e N_i$  ومن ثم مع  $N_e^2$  . في حالة العملية ( b ) تكون الحسابات نوعاً ما أكثر تعقيداً . إن الإسكانات  $N_m$  للسويات شبه المستقرة التي تتحدد بالموازنة بين عمليتي الإثارة وإزالة الإثارة يعطى بالعلاقة :

$$N_m \propto N_e N_i / (K + N_e) \quad (6.3)$$

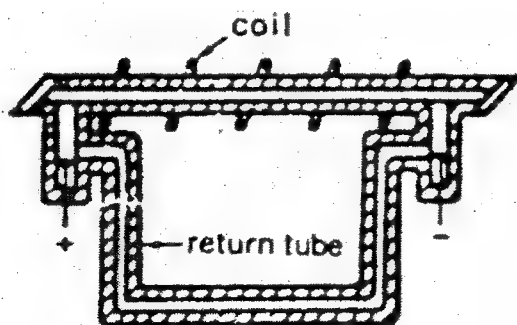
إن الحد  $K$  في مقام المعادلة (6.3) يعود لإزالة الإثارة التلقائي للسوية شبه المستقرة . في حين الحد  $N_e$  يعود لإزالة الإثارة بتصادمات الإلكترونات . من المعادلة (6.3) نجد أن العملية (b) تعطي معدل ضخ :

$$(dN_2 / d_t)_p \propto N_m N_e \propto N_e^3 / (K + N_e) \quad (6.4)$$

وعلى كل حال فإن إزالة إثارة السويات شبه المستقرة أكثر احتمالاً بطريقة التصادمات بالإلكترون بالمقارنة بالانبعاث التلقائي ( أي  $K \ll N_e$  ) . يلاحظ أن المعادلة (6.4) مرة ثانية أننا نحصل على  $(dN_2 / d_t)_p \propto N_e^2$  . وعليه فمن المحتمل أن العمليات الثلاث المدرجة جميعاً تسهم في إسكان سوية الليزر . و الواقع هو أنه قد أثبت أن % 23 - 50 من إسكان السوية العلوية ناشئ عن العملية المتعاقبة cascade process (c) . و أخيراً نلاحظ أن عمر السوية الليزرية العلوية هو حوالي  $10^{-8}$  s في حين أن سوية الليزر السفلي (4s) ترتبط بالحالة الأرضية ، بالانتقال الإشعاعي بفترة عمر أقصر كثيراً ( $10^{-9}$  s) و هكذا نجد في هذه الحالة أن شرط المعادلة (5.26) مستوفى أيضاً . إن عرض دوبلر للنخط  $\Delta \nu_0^* \approx 3500 \text{ MHz}$  و من المعادلة (2.113) يلاحظ أن هذا يعني درجة الحرارة  $T \approx 3000^\circ \text{ K}$  و لذلك فالأيونات تكون حارة جداً نتيجة تسريعها بالحقل الكهربائي في أنبوب التفريغ .

إن الشكل (6.7) يبين رسم تخطيطي لتركيبة أنبوب ليزر أيون  $\text{Ar}^+$  . بسبب كثافة التيار فإن أيونات الأركون تنحرف نحو الكاثود ( المهجرة الكهربائية

Cataphoresis ) ، و يتم التعويض عن هذه الأيونات باستخدام أنبوب إرجاع return tube كالذي هو موضح في الشكل . من الواضح أن أنبوب الإرجاع يجب أن يكون أطول من أنبوب الليزر لمنع مرور التفريغ الكهربائي على طول أنبوب الإرجاع بدلاً من أنبوب الليزر .



الشكل 6.7

رسم تخطيطي لأنبوب ليزر  $Ar^+$

عند الكثافات العالية للتيار المستخدم ، إحدى أكثر المشاكل التقنية خطورة هي تلف الأنبوب بسبب اصطدام الأيونات به . (  $T \approx 3000^{\circ}K$  ) . لهذا السبب يصنع الأنبوب عادة من مادة خزفية ( beryllia ) أو من الكرافيت . و أيضاً يسلط حقل مغناطيسي مستقر مواز لمحور الأنبوب في منطقة التفريغ . بهذا الترتيب فإن قوة لورانتس Lorentz force تقلل من معدل انتشار الإلكترونات نحو الجدران . و هذا يزيد عدد الإلكترونات الطليقة في مركز الأنبوب الذي بدوره يؤدي إلى زيادة معدل الضخ و من ثم زيادة الاستطاعة الخارجة . إن الحقل المغناطيسي يخفف أيضاً من مشكلة تلف الأنبوب و ذلك بتقييد التفريغ الكهربائي نحو مركز الأنبوب . و خلافاً لليزر He - Ne لا يعتمد الربح في هذه الحالة على القطر الداخلي للأنبوب لأن

تراكم الإسكان في السويات شبه المستقرة لا يقلل من انقلاب الإسكان . و مع ذلك ففي الليزررات التجارية يبقى قطر الأنبوب صغيراً (بضعة مليمترات) لتقييد التذبذب عند النمط  $TEM_{00}$  ولتقليل التيار الكلي المطلوب . من ناحية ثانية ، فإذا أريد زيادة الاستطاعة الخارجة أو التقليل من مشكلة تلف جدار الأنبوب استعملت أنابيب بأقطار أكبر .

يمكن لليزر  $Ar^+$  أن يتذبذب عند عدة أطوال موجية أعظمها شدة عند الطول الموجي ( الأزرق )  $\lambda_1 = 488 \text{ nm}$  و الطول الموجي ( الأخضر )  $\lambda_2 = 514.5 \text{ nm}$  . و من الممكن إحراز التذبذب عند خط منفرد فقط باستعمال المخطط في الشكل 6.7 أن ميزة مهمة لليزر  $Ar^+$  ( و لليزررات الأيونية بصورة عامة ) ، هي أن الاستطاعة الخارجة تزداد بسرعة مع زيادة تيار التفريغ . خلافاً لليزر  $He - Ne$  ، إذ إن استطاعة الخرج لليزر  $Ar^+$  تستمر بالزيادة مع زيادة الاستطاعة المثارة . و يرجع ذلك إلى أن عملية تشبع انقلاب الإسكان ( في هذه الحالة ناتج عن تجاوب الإشعاع المنحيس resonance trapping radiation عند الانتقال  $720 \text{ A}$  للشكل 6.6 ) تصبح ذات أهمية عند كثافات تيار أعلى بكثير من تلك التي يمكن الحصول عليها تجريبياً . للأسباب المبينة في أعلاه تم الحصول على استطاعات خارجة عالية جداً من ليزرات  $Ar^+$  ( استطاعات مستمرة إلى حد  $200 \text{ W}$  من أنبوب قطره  $1 \text{ cm}$  ) . و مع ذلك فإن كفاءة الليزر منخفضة جداً ( أقل من  $10^{-3}$  ) . تستعمل ليزرات الأركون على نطاق واسع لضخ ليزرات الصبغة المستمرة ، و في تطبيقات علمية متنوعة ( التفاعلات المتبادلة بين المادة و الضوء ) ، و في آلات الطباعة بالليزر ، وفي الجراحة بالليزر و في حقل التسلية بالليزر .



نختتم هذا البند بالإشارة إلى أن ليزر  $Kr^+$  هو الأكثر استعمالاً من بين ليزرات الغازات الأيونية المتنوعة ، إن هذا الليزر يتذبذب أيضاً عند أطوال موجية عديدة أعظمها قدرة في المنطقة الحمراء ( 647.1 nm ) .

### 6.3.2.2 ليزرات أبخرة المعادن Metal Vapor Lasers :

لقد استخدمت أبخرة المعادن الآتية للحصول على العمل الليزري : Se, Cd, Zn, Pb, Sn من بين هذه الليزرات الأكثر استعمالاً هي الليزرات التي تستعمل بخار Cd أو Se . بخار Cd ينتج فعل ليزري قوي ذي موجة مستمرة cw عند الطول الموجي  $\lambda_1 = 441 \text{ nm}$  و الطول الموجي  $\lambda_2 = 325 \text{ nm}$  . إن الخط الثاني خاصة مهم في عدة تطبيقات لأنه يقع في المنطقة فوق البنفسجية UV من الطيف الكهرمغناطيسي . وبخار Se يعطي فعلاً ليزرياً قوياً ذا موجة مستمرة cw عند تسعة عشر طولاً موجياً في أقل تقدير و تشمل معظم الطيف المرئي . خلافاً لليزرات الغازات الأيونية ، فإن في ليزرات أبخرة المعادن يوجد طريقتين مختلفتين لعملية الضخ\* التي من الممكن استعمالها:

( أ ) تأين بننك ( Penning ionization ) ،

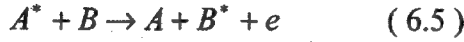
( ب ) التأين بانتقال الشحنة Charge transfer ionization

بما أن كلا من هاتين العمليتين يتم بمرحلة واحدة single - step ، فإن معدل الضخ العائد له يتناسب مع J بدلاً من  $J^2$  ( أو  $J^3$  ) كما هي الحال في ليزرات الغازات الأيونية . و لذلك فإن كثافة التيار و الطاقة الكهربائية المطلوبة لكل وحدة

---

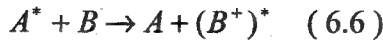
\* لا تستعمل هاتين العمليتين في ليزر  $Ar^+$  لأن سويات الليزر تكون طاقتها عالية جداً ( حوالي 35ev راجع الشكل 6.9 )

طول لليزرات أبخرة المعادن تكون أقل كثيراً بالمقارنة مع ليزرات الغازات الأيونية  
يمكن كتابة عملية تأين بنك كالأتي :



إذ يمكن لأيون  $B^+$  في حالته النهائية أن يكون مثاراً أو غير مثار داخلياً بالطبع  
يمكن أن يحدث هذا فقط إذا كانت طاقة الإثارة للذرة المثارة  $A^*$  أكبر من الطاقة  
المطلوبة لتأين الذرة  $B$  أو مساوية لها . و الطاقة الفائضة تتحول إلى طاقة حركية  
للإلكترون . تكون العملية واضحة جداً إذا كان الصنف المثار  $A^*$  في الحالة شبه  
مستقرة . لاحظ أنه خلافاً لانتقال الطاقة التجاوي فإن تأين بنك إنما هي عملية غير  
تجاوية ، إن طاقة تهيج  $A^*$  يجب أن تكون أكبر من طاقة التأين زائداً طاقة الإثارة  
للذرة  $B$  ( إذا ما أريد أن نترك الذرة  $B$  في حالة مثارة ) .

والواقع هو أن أي طاقة فائضة يمكن أن تزال كطاقة حركية للإلكترون  
المقذوف . هذا من ناحية و من ناحية ثانية ، إن عملية التأين بانتقال الشحنة تكون  
على النحو الآتي :

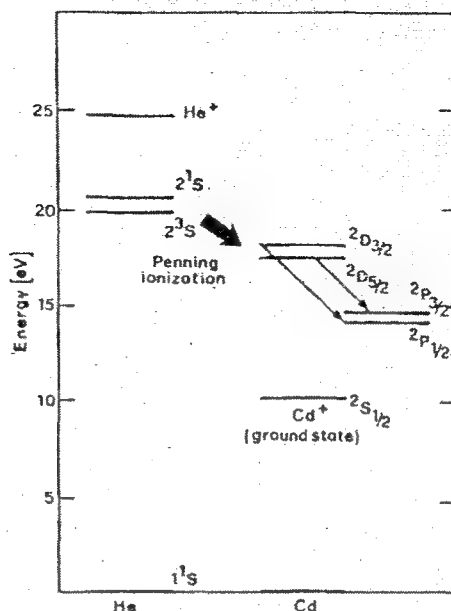


هنا طاقة التأين للذرة  $A$  تتحول إلى طاقة تأين و طاقة مثيرة للذرة  $B$  . و بما أنه  
لا يقذف إلكترونات في هذه الحالة فالعملية يجب أن تكون تجاوية ، طاقة التأين للذرة  
 $A$  يجب أن تساوي طاقة التأين مضافاً إليها طاقة الإثارة للذرة  $B$  . هذه العملية فعالة  
بشكل خاص إذا كان الأيون  $A^*$  شبه مستقر ( أي فترة عمره طويلة ) .

بعد هذا الشرح الموجز لعمليات الضخ الأساس لليزرات أبخرة المعادن ، سوف  
نصف ليزرين من هذه الفئة الأوسع استخداماً و هما ليزر  $He - Cd$  و ليزر  $He - Se$   
سويات طاقة المنظومة  $He - Cd$  مبينة في الشكل 6.8 . وواضح أن عملية الضخ

المهيمنة في ليزر Cd هي عملية تأين بننك . الحالات شبه المستقرة  $2^1S$  و  $2^3S$  لذرة الهيليوم يمكنها أن تثير إما الحالات  $2D_{3/2}$  و  $2D_{5/2}$  أو الحالات  $2P_{3/2}$  و  $2P_{1/2}$  لأيون  $Cd^+$  . ومع أن العملية ليست تجاوية فلقد وجد أن المقطع العرضي لإثارة الحالات D حوالي ثلاث مرات أكبر من تلك للحالات P . ومع ذلك ، فالأكثر أهمية هو أن عمر الحالات D ( $10^{-7} s$ ) أطول بكثير من عمر الحالات P ( $10^{-9} s$ ) . ولذلك يمكن الحصول على انقلاب الإسكان بين حالات D و P بسهولة ، ويتم الفعل الليزري عند الخطين  $2P_{1/2} \rightarrow 2D_{3/2}$  ( $\lambda = 325 nm$ ) و  $2D_{5/2}$  ( $\lambda = 441.6 nm$ )  $\gg 2S_{3/2}$

و من ثم تقيط أيونات  $Cd^+$  إلى الحالة الأرضية  $2S_{1/2}$  بالانحلال المشع . في حالة ليزر He Se أن طاقة



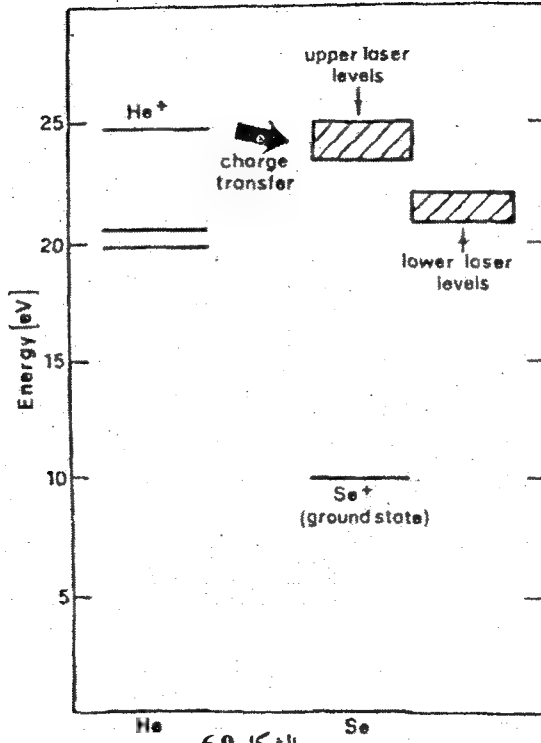
الشكل 6.8

سويات الطاقة ذات العلاقة بليزر He - Cd

سويات الليزر العليا لأيون  $Se^+$  ( أي مجموع طاقة التأين و طاقة الإثارة لذرة Se هي تقريبا 25eV الشكل 6.9 ، أي أكبر من طاقة إثارة للحالات شبه المستقرة

لذرة He . و لهذا فإن سويات الليزر العليا يمكن أن تضخ فقط بعملية التأين بانتقال الشحنة ( الحقيقة هي أن طاقة أيون  $\text{He}^+$  حوالي 25 eV ) . أن هذه العملية فعالة جدا لأن عمر أيون  $\text{He}^+$  طويلا ( يتحدد فقط بإعادة اتحاد الإلكترون electron recombination ) .

بقدر ما يتعلق الأمر بتركيبه فإن ليزر بخار المعدن لا يختلف كثيرا عن مخطط الشكل 6.3 ، إلا أنه في إحدى التشكيلات المحتملة يحتوي الأنبوب على خزان صغير بقرب الأنود لاحتواء المعدن . يسخن الخزان إلى درجة حرارة عالية تقريبا  $250^\circ\text{C}$  ( للحصول على ضغط البخار المطلوب في الأنبوب . عندما يصل البخار إلى منطقة التفريغ ، تتأين طائفة من الذرات و تندفع نحو الكاثود . و نتيجة التفريغ تتولد حرارة كافية تمنع تكثيف البخار على جدران الأنبوب . و مع ذلك فالبخار يتكاثف عندما يصل منطقة الكاثود إذ لا يوجد تفريغ . و تكون درجة الحرارة منخفضة و النتيجة النهائية هي جريان بخار المعدن من الأنود نحو الكاثود ( هذا الجريان يطلق عليه الهجرة الكهربية Cataphoresis ) . و لهذا يجب توفير ذخيرة كافية من ( 1 g per 1000h ) Cd لاستمرارية حياة الأنبوب . يمكن لليزرات  $\text{He} - \text{Cd}$  و  $\text{He} - \text{Se}$  أن تعطي استطاعات خرج ( 50 – 100 mW ) ، و لهذا فإنها تتوسط ليزرات  $\text{He} - \text{Ne}$  الحمراء ( بضعة ميلي - واطات ) و ليزرات  $\text{Ar}^+$  ( بضعة واطات ) . إن ليزرات  $\text{He} - \text{Cd}$  جذابة في العديد من التطبيقات ، إذ الحاجة إلى استطاعة متوسطة في المنطقة الزرقاء أو فوق البنفسجية UV . مثال ذلك أنظمة النقل الصوري facsimile systems و أنظمة إعادة تكوين الصور reprographic systems و تجارب رامان والفلورة ) .



الشكل 6.9

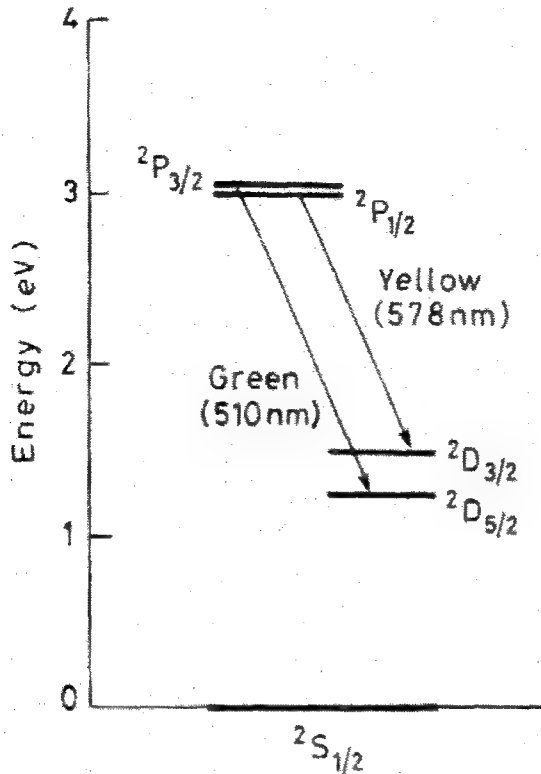
سويات الطاقة ذات العلاقة بليزر He - Se .

### ليزر بخار النحاس *Copper Vapor Laser* :

يبين الشكل 6.10 السويات الطاقة لليزر بخار النحاس ، وباستعمال تسميات Russel-Saunders فإن السوية الأرضية  $g$  هي  $^2S_{1/2}$  للنحاس الموافقة للتشكيل الإلكتروني  $3d^{10}4s^1$  بينما السويات المثارة  $^2p_{1/2}$  و  $^2p_{3/2}$  توافق الطبقة الإلكترونية الخارجية  $4s$  وقد ارتفع الإلكترون إلى الطبقة الأعلى  $4p$ . تأتي السويات  $^2D_{3/2}$  و  $^2D_{5/2}$  من التشكيل الإلكتروني  $3d^94s^2$  وفيها قد ارتفع الإلكترون من المدار  $3d$  إلى  $4s$ .

أما القيم النسبية الخاصة للمقاطع العرضية تكون بحيث أن معدل التصادم التحريضي للطبقات  $P$  أكبر منها للطبقات  $D$  ، وهكذا فإن الإثارة للطبقة  $P$  لها

الأفضلية لتحريضها بواسطة التصادم بالإلكترونات . كما أن الانتقال  $^2P \rightarrow ^2S_{1/2}$  يوافق ثنائي قطب كهربائي قوي مسموح ( قاعدة الانتقاء تقتضي أن يتحقق في الانتقالات الضوئية  $\Delta J = 0$  أو  $\Delta J = \pm 1$  ) ، لذلك فإن المقطع العرضي الموافق لامتصاص كبير بشكل كافٍ في درجة الحرارة المستخدمة من أجل النحاس ( $T = 1500C^\circ$ ) . أما ضغط بخار النحاس فيكون هو الآخر عالياً بشكل كافٍ ( $1Torr$ ) ، ومهما يكن فإن الانتقال  $2P \rightarrow 2S_{1/2}$  يوقف بشكل كامل . هكذا فطريق الانحلال الممكن الوحيد من الطبقة  $^2P$  هو من خلال  $^2D$  ؛ ونادراً ما تزيد أزمنة الانحلال عن  $0.5\mu s$  باعتبار أن الانتقال المسموح هو بطبيعة الحال ضعيف



الشكل 6.10

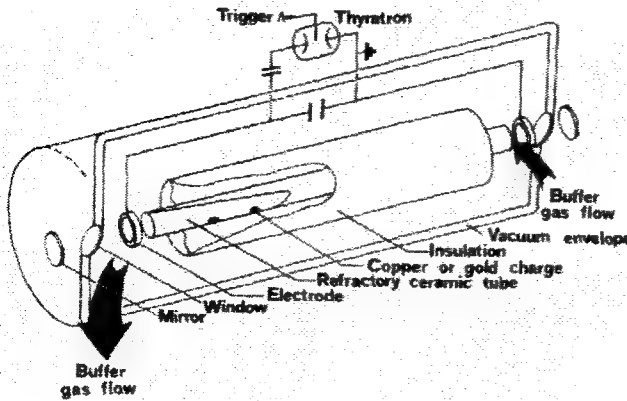
سويات الطاقة في ذرات النحاس التي تبين السويات الليزرية

ينتج من ذلك أنه باعتبار إمكانية تجمع الإسكان بشكل كبير في الطبقة  $^2P$  فهي جيدة وصالحة لتكون مداراتها سويا ليزرية عليا . وبهذا فإن ليزر النحاس يمكنه العمل على كلا الانتقاليين  $^2P_{3/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$  يوافقه لون (أخضر) و  $^2P_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$  (أصفر) .

لاحظ أن الانتقال  $^2D \rightarrow ^2S$  هو انتقال ثنائي قطب كهربائي ممنوع ، مدة حياة إسكان السوية  $^2D$  طويلة جداً (عدة عشرات من الميكروثانية) . يتبع ذلك أن الانتقال الليزري ذاتي الانتهاء ، من الجدير ملاحظته خاصتين متميزتين :

( أ ) إن الليزرات المنتهية ذاتياً تظهر تحصيلاً عالياً جداً لكل عبور . و بناءً على ذلك يحصل التذبذب من خلال الانبعاث التلقائي المضخم حتى بدون وجود مرايا ( راجع الفقرة 2.3.4 ) . وعلى أي حال فإن الخرج الليزري الموحد الاتجاه وحد العتبة المنخفض يمكن الحصول عليهما باستعمال مرآة ذات انعكاسية 100% عند طرف واحد من الأنبوب و الحصول على الخرج الليزري من الطرف الثاني من الأنبوب ( ب ) للحصول على الكثافات البخارية المطلوبة يجب أن يعمل الليزر عند درجة حرارة عالية  $\sim 1500^\circ\text{C}$  يبين الشكل 6.11 الرسم التخطيطي لبناء منظومة ليزر يعمل على النحاس . يصنع الأنبوب عادة من أكسيد الألمنيوم ويعزل حرارياً في حجرة مفرغة . نحافظ على درجة الحرارة العالية اللازمة من تبديد الطاقة في الأنبوب والناجمة من تيار نبضات الضخ المتكررة . تجعل أقطاب المصعد والمهبط على شكل حلقات وتوضعان في نهايتي أنبوب أو كسيد الألومينيوم كما أن ضغط غازي مخفف من النيون بضغط يتراوح بين 25 إلى 50 Torr يزود الأنبوب بكثافة إلكترونات كافية بعد حدوث نبضة الانفراغ للسماح بإزالة إثارة السويات الدنيا من الطبقة  $^2D$  بعملية اصطدامات مرنة جداً . يساعد غاز النيون أيضاً في تقليل طول انتشار بخار

النحاس . و يمنع ترسب بخار المعدن على النوافذ الطرفية (الباردة) حديثاً ، أدخلت ليزرات تدعى Cooper-Hybrid لحل مشكلة العمل عند الدرجات العالية جداً حيث يمكن تخفيضها إلى حد كبير باستعمال مركبات معدن هالوجيني ( مثال Cu Br) بدلاً من المعادن النقية . في هذه الحالة تكون درجة الحرارة المطلوبة منخفضة (بحدود  $550^{\circ}\text{C}$  لـ Cu Br ) ويمكن الحصول على درجة الحرارة هذه من الحرارة المتولدة عن التفريغ ( عندما يشتغل الليزر بمعدل تكرار عادي). إلا أن بخار النحاس يتكون عندئذ من Cu Br بدلاً من Cu. ولإنتاج نحاس ذري تستعمل تقنية التفريغ المضاعف Double discharge التفريغ النبضي الأول يفكك جزيئات Cu Br ، في حين أن التفريغ الثاني يحدث العمل الليزري.



الشكل 6.11  
مخطط بناء ليزر النحاس

أن ليزرات بخار النحاس تعمل بمتوسط قدرات هو حوالي 100W وسرعة تكرار حوالي 15 KHz . و الواقع هو أن هذه الليزرات تعد من أعظم الليزرات الخضر كفاءة المتوفرة حتى الآن . وقد تم حديثاً تطوير ليزرات بخار نحاس تصل طاقة خرجها حتى 200W ومردودية 3%.

هذه الليزرات ذات أهمية في الاتصالات تحت الماء و التحسس النائي للأجسام المغمورة في الماء ( ماء البحر شفاف نسبياً للضوء الأخضر المزرق ) وفي عدد من



تطبيقات الليزر الصناعية مثل التصوير السريع جداً وفي شغل الآلات الدقيقة كما تستخدم في الضخ لليزرات الصباغ ، و في الكيمياء الضوئية وحديثاً تم تطوير مشروعاً رائداً في الولايات المتحدة الأمريكية لتنقية اليورانيوم  $U^{235}$  .

### 6.3.3 ليزرات الغازات الجزيئية Molecular Gas Lasers

تستخدم هذه الليزرات الانتقالات بين سويات الطاقة للجزيئة. يمكن تقسيم أنظمة ليزرات الغازات الجزيئية على أساس نوع الانتقال المتضمن ثلاثة أصناف:

( أ ) الليزرات الدورانية- الاهتزازية Vibrational-rotational Lasers. هذه الليزرات تستخدم الانتقالات بين السويات الاهتزازية لنفس الحالة الإلكترونية (الحالة الأرضية) . أن فرق الطاقة بين السويات المشمولة في هذا النوع من الانتقال ( راجع الملحق B) تجعل هذه الليزرات تتذبذب في المنطقة الوسطى و البعيدة من الأشعة تحت الحمراء middle and far infra-red ( 300 - 5  $\mu m$  ) .

( ب ) الليزرات الاهتزازية - الإلكترونية ( فايبرونيك ) Vibronic Lasers تستخدم هذه الليزرات الانتقالات بين السويات الاهتزازية لحالات الكترونية مختلفة الكلمة Vibronic هي لفظة منحوتة من الكلمتين electronic-vibrational في هذه الحالة تقع التذبذبات الليزرية في المنطقة المرئية .

( ج ) الليزرات الدورانية النقية Pure rotational Lasers التي تستخدم الانتقالات بين السويات الدورانية المختلفة لنفس الحالة الاهتزازية . والأطوال الموجية العائدة لهذه الانتقالات تقع في المنطقة تحت الحمراء البعيدة .

far infra red ( 1 mm to 25  $\mu m$  ) من الصعب الحصول على الفعل الليزري في هذا النوع من الليزر ، لأن الاسترخاء relaxation بين السويات الدورانية على

العموم سريع جداً . هذه الليزرزات عادة تضخ بصرياً optically باستعمال الخرج الليزري لليزر آخر ( عادة ليزر  $\text{CO}_2$  ) . يثير الضخ البصري الجزيئة المعينة ( مثال ذلك :  $\text{CH}_3\text{F}$  ،  $\lambda = 496 \mu\text{m}$  ) إلى سوية دورانية يعود إلى عدد من الحالات الاهتزازية أعلى من السوية الأرضية . ثم يحدث الفعل الليزري بين السويات الدورانية لهذه الحالات الاهتزازية العليا .

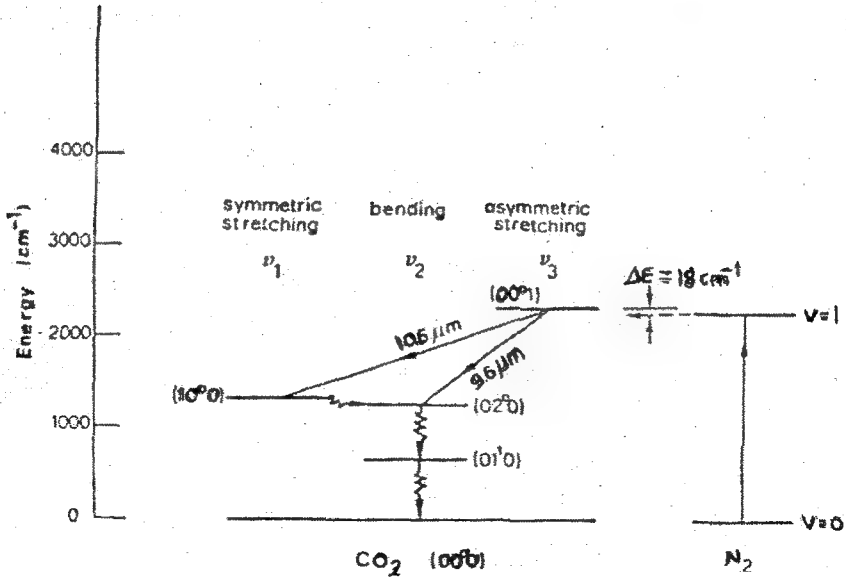
### 6.3.3.1 الليزرزات الدورانية الاهتزازية Vibrational-Rotational Lasers:

من بين الليزرزات الدورانية - الاهتزازية سوف ندرس ببعض التفصيل ليزر  $\text{CO}_2$  في هذا الليزر يستخدم مزيج من  $\text{CO}_2$  و  $\text{N}_2$  و  $\text{He}$  . يحدث بين سويتين اهتزازيين من سويات  $\text{CO}_2$  . على حين  $\text{N}_2$  و  $\text{He}$  يزيدان من كفاءة الليزر كما سيأتي شرحه .

في الحقيقة إن ليزر  $\text{CO}_2$  هو واحد من أقوى الليزرزات ( أمكن الحصول على استطاعات خارجة بمحدود 80 kW من ليزر  $\text{CO}_2$  للغاز الديناميكي  $\text{CO}_2$  gas dynamic Laser ) و واحد من أعظم الليزرزات كفاءة (15-20%)، ما عدا ليزر  $\text{CO}$  و الليزر الكيميائي HF النبضي المثار بواسطة حزمة إلكترونية حيث يمتلكان كفاءة أعلى .

يوضح الشكل 6.12 مخططات سويات الطاقة الاهتزازية للحالات الإلكترونية الأرضية لكل من جزيئة  $\text{CO}_2$  و  $\text{N}_2$  . لكون  $\text{N}_2$  جزيئة ثنائية الذرة لها نمط اهتزازي واحد فقط ، وأخفض سويتين اهتزازيين ( $v=0, v=1$ ) مؤشرين في الشكل . أن سويات طاقة  $\text{CO}_2$  أكثر تعقيداً من  $\text{N}_2$  لأن  $\text{CO}_2$  جزيئة خطية ثلاثية الذرات Linear triatomic molecule . في هذه الحالة يوجد ثلاثة أنماط اهتزازية غير منطبقة ( الشكل 6.13 ) : ( 1 ) نمط الاستطالة المتناظر symmetric stretching mode ،

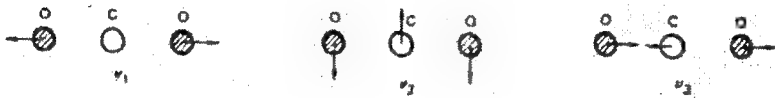
و ( 2 ) نمط الثني bending mode ( 3 ) نمط الاستطالة غير المتناظر asymmetric stretching mode .



الشكل 6.12

السويات الاهتزازية الدنيا للحالة الإلكترونية الأرضية لجزيئة  $N_2$  و جزيئة  $CO_2$  (للتبسيط السويات الدورانية غير مبينة )

ولذلك فإن سلوك التذبذب يوصف بثلاثة أعداد كمومية  $n_1$  و  $n_2$  و  $n_3$  تمثل عدد الكمات quanta في كل نمط اهتزازي . و لهذا فالسوية العائدة لهذه الأعداد يرمز لها بثلاثة أعداد كمومية تكتب بالترتيب  $n_1$  و  $n_2$  و  $n_3$  .



الشكل 6.13

الأنماط الدورانية الثلاثة الأساس لجزيئة  $CO_2$  .

(  $\nu_1$  ) نمط استطالة متناظر . (  $\nu_2$  ) نمط الثني . (  $\nu_3$  ) نمط الاستطالة غير المتناظر .

مثال ذلك : السوية  $10^0$  \* يمثل تذبذباً فيه اهتزاز كمومي واحد فقط في النمط ( 2 ) . وبما أن نمط ( 2 ) يمتلك أصغر ثابت قوة force constant من بين الأنماط الثلاثة ( فيه الحركة الاهتزازية حركة مستعرضة ) ، من هذا يتبع أن هذه السوية لها أخفض طاقة . يحدث الفعل الليزري بين السويتين  $00^1$  و  $10^0$  ( $\lambda \approx 10.6 \mu m$ ) مع أنه من المحتمل الحصول على تذبذب بين السويتين  $00^1$  و  $02^0$  ( $\lambda \approx 10.6 \mu m$ ) . و الواقع أنه إذا أخذنا بعين الاعتبار السويات الدورانية التي ليست مبنية في الشكل (6.13) يحدث التذبذب على مجموعتين من الخطوط متمركزة حول  $\lambda = 10.6 \mu m$  و  $\lambda = 9.6 \mu m$  على التعاقب . السوية  $00^1$  يضيخ بكفاءة بعلميتين :

أ - التصادم بالإلكترونات  $e + CO_2(00^1) \rightarrow e + CO_2(00^0)$  المقطع العرضي لتصادم الإلكترون في هذه العملية كبير جداً . إن التصادم بالإلكترونات تعزز ، وبخاصة إسكان السويات  $00^1$  ( و ليس السويات السفلى لليزر  $10^0$  و  $02^0$  ) ، و ذلك من المحتمل أن يكون بسبب كون الانتقال  $00^0 \rightarrow 00^1$  مسموحاً بصرياً ، في حين الانتقال  $10^0 \rightarrow 00^0$  غير مسموح بصرياً .

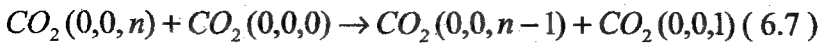
---

\* الرمز العلوي على العدد الكمومي للانشاء ( الذي سنشير إليه بـ  $I$  ) ينشأ من حقيقة أن اهتزاز الانشاء هو في هذه الحالة ذو انحلال مضاعف : من الممكن حدوثه في كل من مستوي الشكل 6.13 و في مستوي عمودي عليه . لذلك يتكون الاهتزاز الانشائي من اتحاد هذين الاهتزازين . و الرمز العلوي  $I$  يميز هذا الاتحاد و بتعبير أدق : إن  $Ih$  تعطي الزخم الزاوي لهذا الاهتزاز حول محور جزيئة  $CO_2$  . و كمثال ، في حالة  $02^0$  ( $I=0$ ) فإن الاهتزازين المنحلين يتحدان بالشكل الذي يعطي زخماً زاوياً  $Ih=0$  .

ب - انتقال الطاقة التجاوبي من جزيئة  $N_2$  . هذه العملية أيضاً ذات كفاءة عالية لأن فرق الطاقة قليل بين السويتين ( $\Delta E = 18 \text{ cm}^{-1}$ ) إضافة لذلك فإن إثارة جزيئة  $N_2$  من السوية الأرضية إلى السوية  $v = 1$  بواسطة التصادم

بالإلكترونات هي عملية كفؤة جداً و أن السوية  $v = 1$  شبه مستقرة

( الانتقال  $0 \rightarrow 1$  ممنوع بالنسبة لانتقال ثنائي القطب الكهربائي بسبب التناظر، إذ إن جزيئة  $N-N$  ليس لها محصلة عزم ثنائي قطب كهربائي ) . و أخيراً إن السويات الاهتزازية العليا لجزيئة  $N_2$  تقريباً رنانة ( $\Delta E < kT$ ) و تكون الانتقالات سريعة بين السويات المثارة  $00n$  و  $001$  . و الواقع أن هذه الانتقالات تحدث بفعالية من خلال التصادمات بجزيئة  $CO_2$  في الحالة الأرضية، و ذلك في العملية الآتية التي تكون تقريباً مجاوبة :



إن هذه العملية تميل إلى تحويل جميع الجزيئات المثارة إلى السوية  $(0,0,1)$  .

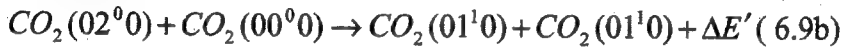
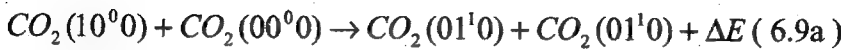
والحقيقة هي أن التوازن الحراري بين السوية  $(0,0,1)$  و الحالات الاهتزازية العليا تتم بسرعة بهذه الطريقة . و هذا النظام يمكن وصفه بدرجة حرارة اهتزازية  $T_1$  . و من الممكن إدراكه أن عمليات الضخ المتنوعة للسوية الليزرية العليا تكون كفاءة جداً و هذا يفسر الكفاءة العالية لليزر  $CO_2$  .

المسألة الثانية الواجب دراستها هي انحلال سوية الليزر العليا و مقارنتها مع معدل الانحلال للسوية السفلي لليزر . و مع أن الانتقالات  $10^0 \rightarrow 10^1$  و  $00 \rightarrow 00$  ،  $02^0 \rightarrow 1^0$  ،  $01^0 \rightarrow 0^0$  ،  $10^0 \rightarrow 01^0$  ،  $02^0 \rightarrow 0^0$  مسموحة بصرياً ، فإن زمن الانحلال العائد للإصدار التلقائي  $\tau_{sp}$  يكون طويلاً جداً ( نذكر أن

$(\tau_{sp} \propto 1/\omega^3)$  . إن الانحلال لهذه السويات المتنوعة يتعين أساساً بالتصادمات . و بناءً عليه ، فإن زمن الانحلال  $\tau_s$  لسوية الليزر العليا يمكن الحصول عليه من المعادلة :

$$\frac{1}{\tau_s} = \sum a_i p_i \quad (6.8)$$

إذ أن  $p_i$  الضغوط الجزئية و  $a_i$  ثوابت مميزة للغازات في أنبوب التفريغ . و كمثال على ذلك : في حالة الضغوط الجزئية 1.5 Torr لغاز  $CO_2$  و 1.5 Torr لغاز  $N_2$  و 12 Torr لغاز  $He$  ، نجد أن السوية العليا عمرها  $\tau_s \approx 0.4ms$  وبقدر ما يتعلق الأمر بمعدل الاسترخاء للسوية السفلى ، نلاحظ أن الانتقال  $020 \rightarrow 100$  سريع جداً و يحدث حتى في جزيئة معزولة . و الواقع أن فرق الطاقة بين السويتين أقل بكثير من  $kT$  . و فضلاً عن ذلك ، يوجد اقتران بين الحالتين ( تجاوب فيرمي Fermi resonance ) لأن اهتزاز الشئ يميل إلى إحداث تغيير في المسافة بين ذرتي الأوكسجين ( أي إحداث استطالة متناظرة ) و عليه فإن السويتين  $010^\circ$  و  $02^\circ$  يقترنان بصورة فعالة مع السوية  $10^1$  بعملية التصادم القريبة من التجاوب near resonant المتضمنة جزيئات  $CO_2$  في الحالة الأرضية :



إن احتمالية العمليتين المذكورتين أعلاه عالية ، لأن  $\Delta E$  و  $\Delta E'$  أصغر بكثير من  $kT^*$  . و نتيجة لهذا فإن السويات الثلاثة  $010^\circ$  ،  $02^\circ$  ،  $10^\circ$  تصل إلى حالة التوازن الحراري في زمن قصير جداً . و هذا يكافئ القول بأن اسكانات هذه

---

\* إن عمليات الاسترخاء التي تقدم فيها جزيئة طاقتها الاهتزازية كطاقة اهتزازية لجزيئة مشابهة أو غير مشابهة و عادة يطلق عليها استرخاءات  $V - V$  .

السويات الثلاثة توصف بدرجة الحرارة الاهتزازية  $T_2$  . و على العموم : إن درجة الحرارة  $T_2$  تختلف عن درجة الحرارة  $T_1$  . و على هذا يبقى عندنا الانحلال من المستوى  $01^1 0$  إلى السوية الأرضية  $00^0 0$  . و إذا كان هذا الانحلال بطيئاً فسيؤدي إلى تركم الجزيئات في السوية  $01^1 0$  خلال الفعل الليزري . و هذا بدوره سيحدث تراكماً في السويتين  $10^0 0$  و  $02^0 0$  ، لأنهما في توازن حراري مع السوية  $01^1 0$  ، و من ثم سيحدث إبطاء في عملية الانحلال للسويات الثلاثة ، أي الانتقال « $01^1 0 \rightarrow 00^0 0$ » مما يشكل اختناق "bottleneck" في إجمالي عملية الانحلال . و على هذا نرى من المهم إمعان النظر في عمر السوية  $01^1 0$  . و إن هذا يتحدد أيضاً بحسب المعادلة ( 6.8 ) وفي هذه الحالة فإن العمر يتأثر كثيراً بوجود He ( أي أن المعامل  $a_i$  للهيليوم كبير جداً) . و لنفس الضغوط الجزيئية في المثال السابق ، من الممكن الحصول على عمر  $20\mu s$  . و ينتج من الدراسة المبينة أعلاه أن هذا هو عمر السوية السفلى لليزر . لذلك فشرط المعادلة (5.26) يمكن تحقيقه بسهولة في هذه الحالة لاحظ أنه لما كان الانتقال  $00^0 0 \rightarrow 01^1 0$  هو أقل الانتقالات طاقة لأي من الجزيئات في أنبوب التفريغ ، فإن استرخاء السوية  $01^1 0$  يمكن أن يحدث فقط بانتقال هذه الطاقة الاهتزازية إلى طاقة انتقالية للجزيئات المتصادمة ( استرخاء  $V - T$  ) . و أخيراً نلاحظ أن وجود He له تأثير مفيد آخر . و بسبب التوصيل الحراري العالي للهيليوم فسيساعد على المحافظة على  $CO_2$  بارداً عن طريق توصيل الحرارة إلى الجدران . إن درجة الحرارة الانتقالية المنخفضة لغاز  $CO_2$  ضرورية لتجنب زيادة إسكان السوية السفلى لليزر بوساطة الإثارة الحرارية . والواقع أن الفاصل بين طاقات السويات يساوي تقريباً  $kT$  . وفي الختام يمكن تلخيص التأثيرات المفيدة لكل من  $N_2$  و He بالآتي :  $N_2$  يساعد لإحداث إسكان كبير في سوية الليزر العلوية ، على حين He يساعد على تفريغ سوية الليزر السفلى .

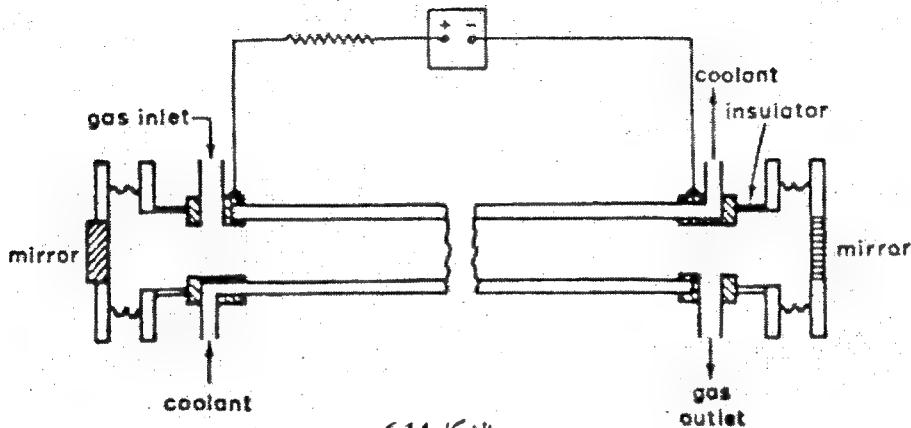
و بقدر ما يتعلق الأمر بتركيب ليزرات CO<sub>2</sub> يمكن تقسيمها على ستة أصناف  
(1) ليزرات ذات جريان طولي (2) الليزرات المختومة (3) ليزرات دليل الموجة (4)  
ليزرات الجريان المستعرض ، (5) ليزرات ذات الضغط الجوي المثارة عرضياً ( TEA ) ،  
و (6) ليزرات الغاز الديناميكي .

## 1 - ليزرات الجريان الغازي الطولي :

### ***Lasers With Longitudinal Gas flow***

أول ليزر CO<sub>2</sub> أمكن الحصول عليه من تركيب من هذا النوع . الشكل (6.14)  
يمثل إحدى التشكيلات المحتملة . يمكن أن تكون المرايا داخلية ( بتماس مع الغاز )  
كما في الشكل ، أو خارجية . في الحالة الثانية ينتهي الأنبوب من الطرفين بنافذة تميل  
بزواية بروستر ( راجع الشكل 6.3 ) . في الحالة الأولى يجب أن تبقى على الأقل  
إحدى المرايا ( المعدنية ) عند فولتية عالية ، إن السبب الرئيسي لجريان مزيج الغازات  
هو لإزالة نواتج الانحلال و بخاصة CO ، و إلا تسبب في تلويث الليزر . و مما تجدر  
ملاحظته أنه فيما عدا الجريان عند السرعات العالية ( الجريان فوق الصوتي  
supersonic flow ) فإن الحرارة المتبددة في التفريغ تزال عن طريق انتشار الحرارة إلى  
جدران الأنبوب ( التي بدورها تبرد بالماء ) .





الشكل 6.14

رسم تخطيطي لليزر CO<sub>2</sub> ذي جريان طولي للغاز

في هذه الحالة هناك طاقة عظمى يمكن الحصول عليها لكل وحدة طول من التفريغ (50 – 60 W / m) ولا تعتمد على قطر الأنبوب . وهذا يحدث نتيجة للظروف الثلاثة الآتية : ( 1 ) إذا حدد قطر الأنبوب و الضغط فسيكون هناك قيمة مثلى لكثافة التيار . و هذا ناتج عن حقيقة أنه عند الكثافات العالية للتيار ، سيكون هناك ارتفاع في درجة حرارة الغاز يعقبها زيادة في إسكان سوية الليزر السفلي . ( 2 ) إذا حدد قطر الأنبوب ، فسيكون هنالك مجموعة من القيم المثلى للضغط الجزئية للغازات في المزيج و خصوصاً CO<sub>2</sub> لتوضيح وهذا الضغط المثالي لغاز CO<sub>2</sub> ، نلاحظ من المعادلتين (5.17) (5.18) و . عند حد العتبة ، يكون عدد الذرات المضخة في كل ثانية إلى السوية العلوية لليزر :

$$(dN_2 / dt)_p = W_p (N_i - N_c) = (\gamma / \sigma \tau) \propto \Delta \omega_0 / \tau \quad (6.10)$$

حيث  $\Delta \omega_0$  عرض الخط و  $\tau$  عمر السوية العليا . و بما أن هذا العمر يتعين بالتصادمات ، فإنه يتناسب عكسياً مع الضغط P . و لهذا فإن عرض الخط الانتقالي يكون نتيجة مجموعة اتساع دوبلر و الاتساع الناتج عن التصادم ولذلك  $\Delta \omega_0$  تزداد

زيادة الضغط ( للضغوط العالية  $\Delta\omega_0 \propto p$  ) . وبما أن حد العتبة للقدرة الكهربائية  $P_e$  يتناسب مع  $(dN_2/dt)_p$  ، فينتج منه أن  $P_e$  سيزداد بزيادة الضغط ( عند الضغوط العالية  $p_e \propto p^2$  ) . لذلك فإن القدرة المبذولة في الغاز تزداد بسرعة بزيادة الضغط . فوق ضغط معين سيتولد ارتفاع كبير في درجة الحرارة تؤدي إلى خفض القدرة الخارجة . ( 3 ) إن القيم المثلى لكثافة التيار  $J$  و الضغط  $P$  تتناسب عكسياً مع قطر أنبوب الليزر  $D$  ( كمثال على ذلك  $p_{op} = 15 \text{ Torr}$  لقطر الأنبوب  $D = 1.5 \text{ cm}$  ) وهذا واضح لأنه للأقطار الواسعة تلاقي الحرارة المتولدة صعوبة أكثر بالهروب إلى الجدران . لنفرض أن  $\sigma_e$  المقطع العرضي للإثارة إلى السوية  $00^01$  لغاز  $\text{CO}_2$  بالتصادم الإلكتروني فإن عدد الجزيئات التي تضخ إلى السوية العليا في كل ثانية تعطي بالمعادلة

$$\left( \frac{dN_2}{dt} \right)_p = \frac{J\sigma_e(N_t - N_e)}{e} \cong \frac{J\sigma_e N_t}{e} \quad (6.11)$$

التي تعطي المعادلة التالية :

$$\left( \frac{dN_2}{dt} \right) = N_t \frac{J}{e} \left( \frac{\langle v\sigma \rangle}{v_{drift}} \right) \quad (6.12)$$

إذ أن  $e$  شحنة الإلكترون . لمعدلات ضخ إلى حد بعيد أعلى من حد العتبة نجد أن الاستطاعة الخارجة تتناسب مع  $(dN_2/dt)_p$  و لذلك :

$$P \propto JN_t V_a \propto JpD^2 l \quad (6.13)$$

إذ أن  $V_a$  حجم المادة الفعالة و  $l$  طولها . وبما أن القيم المثلى لـ  $J$  و  $P$  تتناسب عكسياً مع  $D$  ، فإن القيمة المثلى للضغط تعتمد على الطول  $l$  .

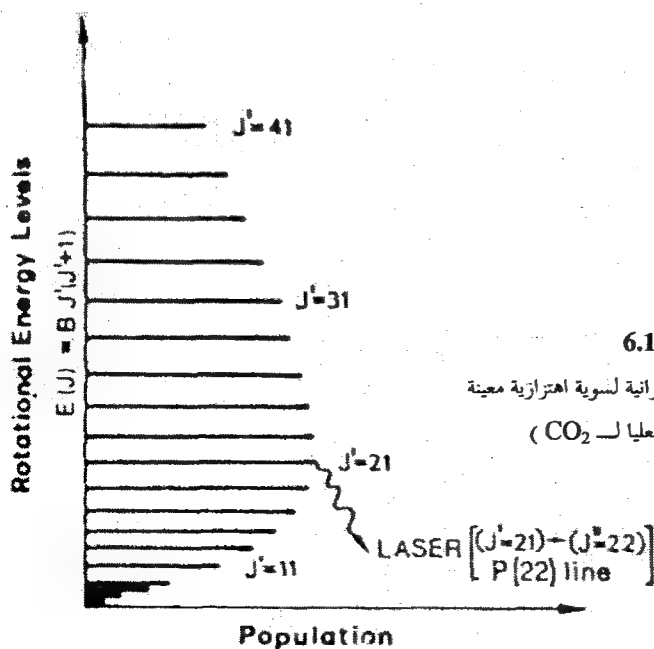
الضغط الكلي للغاز في ليزر CO<sub>2</sub> ذات الجريان الطولي بحدود 15 Torr (لقطر D = 1.5 cm). عند هذا الضغط يكون اتساع دوبلر هو المصدر الرئيسي لعرض الخط الليزري (50 MHz ~). إن القيمة المنخفضة لعرض الخط الناتج عن اتساع دوبلر (بالموازنة بليزرات الغاز المرئية) هو بسبب التردد المنخفض  $\omega_0$  للانتقال. أن القيمة المنخفضة لعرض خط دوبلر معناه أنه في هذه الحالة لا يمكن إهمال الاتساع الناتج عن التصادم. و هو في الواقع يساوي.

$$\Delta \nu_c = 7.58(\psi_{CO_2} + 0.73\psi_{N_2} + 0.6\psi_{He})P(300/T)^{1/2} \text{ MHz}$$

إذ إن  $\psi$  نسب الضغوط الجزئية لمزيج الغاز و P الضغط الكلي (بوحدة Torr). و بسبب القيمة المنخفضة لعرض الخط تنحصر تذبذبات ليزرات الجريان الطولي تلقائياً، في نمط طولي منفرد على شرط أن يكون طول المجاوبة أقل من 1m. في هذه الحالة يصبح من الضروري تنظيم طول المجاوبة بدقة لضمان وقوع النمط في وسط الريح. و الواقع هو أنه في دراستنا حتى الآن قد أهملنا حقيقة أن السوية العليا لليزر يتكون من عدة سويات دورانية إسكاناتها تتحدد بتوزيع بولتزمان. (راجع الشكل 6.15)\*. و لهذا فإن الانتقال الليزري يتكون من انتقالات اهتزازية دورانية عديدة مفصولة بمسافات متساوية (مفصولة بـ  $2 \text{ cm}^{-1}$ ) تعود إلى كل من فرع P و فرع R (راجع الشكل الملحق B). و مع ذلك فإن الانتقال الدوراني ذو الريح العالي فقط (أي الناشئ من السوية الأكثر إسكاناً) فعلاً يتذبذب [انتقال P(22) و يعود هذا إلى أن معدل التوازن الحراري للسويات الدورانية ( $10^{-7} \text{ s}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ ) أسرع من معدل نقصان الإسكان (الناشئ عن الإصدار المتحرض و التلقائي) للسوية الدورانية المتذبذبة. و لهذا الإسكان الكلي للسويات الدورانية سوف تسهم بالفعل

\* لاحظ، لأسباب التناظر فإنه فقط السويات التي قيم J العائدة لها فردية تكون مشغولة.

الليزري للسوية الدورانية وبأعلى ربح . لقد ذكرنا سابقاً أن الفعل الليزري يحدث إما عند الانتقال  $10^0 0 \rightarrow 00^0 1$  أو عند الانتقال  $02^0 1 \rightarrow 00^0 1$  . وبما أن أول انتقال ذو ربح أكبر وأن الانتقالين لهما نفس السوية العليا ، فإنه من الطبيعي أن يكون الانتقال  $00^0 1 \rightarrow 10^0 0$  (  $10.6 \mu\text{m}$  ) هو المتذبذب . و الخلاصة هي أننا نستطيع



الشكل 6.15

الإسكان النسبي للسويات الدورانية لسوية اهتزازية معينة  
( مثال : سوية الليزر العليا لـ  $\text{CO}_2$  )

القول أن التذبذب يحدث اعتيادياً في خط دوراني منفرد يعود للانتقال  $00^0 1 \rightarrow 10^0 0$  وللحصول على تذبذب عند الخط  $9.6 \mu\text{m}$  أو عند خط دوراني مختلف يجب أن يوضع في المحاوبة منتقي ترددات frequency selector ملائم لإخماد الفعل الليزري عند الخط ذي الربح الأعلى . والواقع هو أنه يستعمل عادة الترتيب في الشكل 5.7b وأخيراً نلاحظ أنه بسبب العمر الطويل لسوية الليزر العليا (  $\tau \approx 0.4 \text{ msec}$  ) ، تكون ليزرات  $\text{CO}_2$  ملائمة إلى حد بعيد لعملية تبديل عمل النوعية Q-switched operation . إن تبديل عامل النوعية التكراري يتم إنجازه بتدوير إحدى المرآتين بسرعة عالية أثناء ضخ الغاز باستمرار بالتفريغ الكهربائي . و

مع ذلك فإن متوسط الاستطاعة الناتجة بهذه الطريقة جزء قليل ( 5 % ~ ) من تلك المتيسرة من نفس الليزر عندما يعمل بالموجة المستمرة CW . وهذا يعود إلى أنه عند تبديل عامل النوعية تكون فترة النبضة الخارجة مساوية للزمن اللازم للتوازن الحراري للسويات الدورانية . و من ثم من غير المحتمل أن تسهم جميع اسكانات السويات الدورانية بالفعل الليزري على الخط الدوراني المتذبذب.

ونموذجياً تنتج ليزرات CO<sub>2</sub> ذات الجريان الطولي للغاز استطاعات خرج - 50 500W . و تستعمل استطاعات 50-500W في الجراحة بالليزر ، على حين تستعمل استطاعات تصل إلى 500 W في تطبيقات مثل الحفر على الخرف ، و قطع المواد غير المعدنية ، و قلامة المقاومة resistor trimming و لحام المعادن بسمك بضعة مليمترات.

## ( 2 ) الليزرات المختومة Sealed off Lasers :

إذا توقف جريان الغاز في الترتيب المبين في الشكل 6.14 ، فإن عملية الليزر سوف تتوقف خلال بضعة دقائق . و هذا يعود إلى أن المواد المتكونة في التفريغ و الناتجة عن التفاعل الكيميائي ( خصوصاً CO ) لن تزال من الأنبوب و بدلاً من ذلك سوف تمتصها جدران الأنبوب أو تتفاعل مع الأقطاب ، و من ثم تؤدي إلى اضطراب توازن CO<sub>2</sub>-CO-O<sub>2</sub> . و أخيراً سيؤدي هذا إلى تفكك CO<sub>2</sub> . في الليزر المسدود يكون من الضروري وجود نوع من العامل المنشط Catalyst داخل أنبوب الغاز لتعزيز إعادة توليد CO<sub>2</sub> من CO . و ثمة طريقة سهلة لإنجاز ذلك و هو إضافة كمية قليلة من H<sub>2</sub>O ( 1 % ) لمزيج الغاز . وهذا يؤدي إلى إعادة توليد CO<sub>2</sub> ، وذلك من المحتمل خلال التفاعل :



المتضمن جزيئات CO و CO<sub>2</sub> المثارة اهتزازياً . ويمكن إضافة الكمية القليلة نسبياً لبخار H<sub>2</sub>O المطلوب على شكل غاز الهيدروجين و الأوكسجين . و الواقع هو أنه ، بما أن الأوكسجين يتولد خلال تفكك CO<sub>2</sub> ، فقد وجد أن من الضروري إضافة الهيدروجين فقط . و هناك طريقة أخرى لإحداث تفاعل إعادة الاتحاد تعتمد على استعمال كاثود من النيكل ( عند درجة 300C ) يعمل منشطاً . و بهذه التقنيات أمكن الحصول على أعمار للأنبوب المسدود تزيد على 10000 ساعة.

من الممكن الحصول من الليزرزات المسدودة على استطاعات خارجة لكل وحدة طول حوالي 60 W / m . تقارب استطاعات ليزرات الجريان الطولي . و غالباً ما تستعمل الليزرزات المسدودة ذات الاستطاعة المنخفضة ( ~1W ) و القصيرة الطول التي تعمل بنمط منفرد كمذبذبات موضعية Local oscillator في تجارب هيترو دينية بصرية Optical Hetrodyne . أما ليزرات CO<sub>2</sub> المختومة ذات الاستطاعات العالية إلى حد ما ( ~10W ) فتكون ملائمة لعمليات الجراحة الدقيقة بالليزر Laser microsurgery .

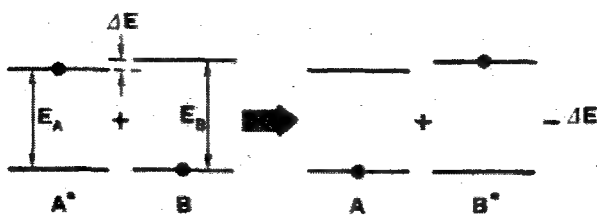
### 3- الليزرزات الشعرية موجهة الحزمة :

#### Capillary Waveguide Lasers

إذا كان قطر أنبوب الليزر في الشكل 6.14 صغيراً عدة ميليمترات (2-4) ، فإننا نصل إلى وضع توجه فيه الجدران الداخلية للأنبوب الإشعاعات الليزرية الصادرة. تملك مثل هذه الليزرزات وهي ليزرات CO<sub>2</sub> الموجهة ضياعاً منخفضاً بالانعراج. وقد وجدت أنابيب من أكاسيد البريليوم والسيلكون مثل BeO و SiO<sub>2</sub> تعطي أداءً أفضل

لما كانت أقطار هذه الليزرات صغيرة نسبيا ، فإن ضغط المزيغ الغازي بداخلها يجب أن يتزايد بشكل كبير (100-200 Torr) ؛ وطبقا لهذه الزيادة في الضغط فإن ربح الليزر في واحدة الطول يزداد بشكل مساير لزيادة الضغط هذه . لذلك يصبح بالإمكان تصنيع ليزرات قصيرة من  $\text{CO}_2$  حيث  $L < 50\text{c.m.}$  ، دون أن نواجه صعوبات تقتضي تقليل المفاهيم في المجاوية ؛ ومع ذلك فإن طاقة الإنفراغ اللازمة في واحدة الطول تعاني نفس التحديدات التي تمت مناقشتها سابقا في ليزر الجريان الطولي البطيء (50w/m). لذلك فإن ليزرات  $\text{CO}_2$  الشعيرية والموجهة الحزمة مفيدة بشكل خاص باعتبارها قصيرة واستطاعتها  $P < 30\text{w}$  في العمليات الجراحية الدقيقة .

تعمل هذه الليزرات عامة كأجهزة مختومة ولاستغلال إحكامها ، فإن شكل ترتيب مكونات هذا الليزر يمكن أن يشبه الشكل المبين في (الشكل 6.14)

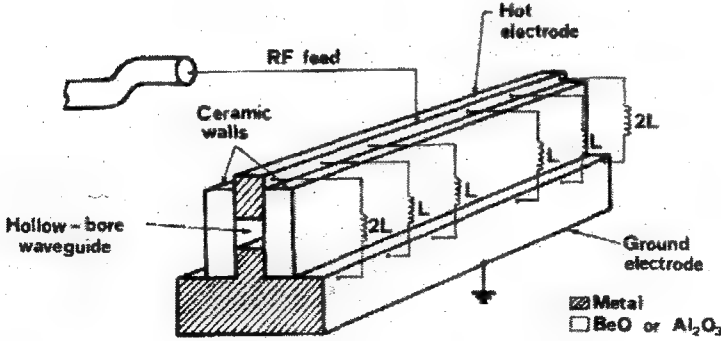


شكل 6.16

ضخ الليزر بنقا ، طاقة التجاوب القريب

حيث إن تيار الإنفراغ يأتي من منبع RF ويجري عرضانيا عبر الأنبوب . وطالما أن نسبة  $E/P$  يجب أن تكون ثابتة ، فإن القيمة المعطاة لإنفراغ الحقل الكهربائي  $E$  وطريقة الضخ العرضاني تمتاز عن الضخ الطولاني ، إذ إن وفقها يمكن اختزال قيمة الحقل بضعف أو ضعفين وبالتالي الكمون المطبق والتردد الراديوي المحرض  $\nu \approx 30\text{MHz}$  وله ميزات عديدة ، وربما أهمها (1) التجنب الدائم للمصاعد

والمهابط، التي تستبعد المشاكل البلازمو-كيميائية المرافقة على المهبط. (2) توليد انقراغ مستقر بالاعتماد على عناصر لا مبددة (عوازل مسطحة كتلوية) على شكل سلاسل في دارة الانقراغ أنظر (شكل 6.17).



شكل 6.17

مخطط أولي لمنبع تعرض RF في ليزر CO<sub>2</sub> الموجة الحزمة

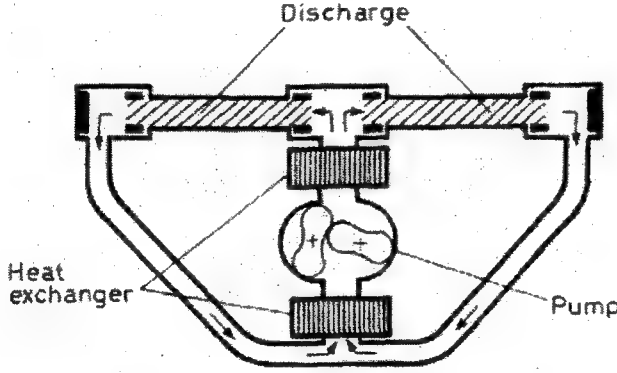
ونتيجة لهذه الميزات المتعددة، فقد تعدى استعمال الإنقراغ بواسطة RF الليزرات الشعيرية الموجهة الحزمة إلى ليزرات الجريان الطولي والعرضي التي ندرسها فيما بعد. نادراً ما يبرد أنبوب ليزر CO<sub>2</sub> الشعيري الموجه الحزمة، أو من أجل وحدات الطاقة الأعلى فإنها تبرد بالهواء المضغوط

#### (4) ليزرات الجريان الطولي السريع *Lasers With Fast Axial Flow*

للتغلب على محدودات طاقة خرج ليزر CO<sub>2</sub> ذي الجريان الطولي البطيء وكما رأينا وبلاستعانة بالمعادلتين 6.12 و 6.13، فإن حلاً ممكناً ومثيراً يتضمن إمرار المزيج الغازي عبر الأنبوب بسرعة فوق صوتية (50m/s). في هذه الحالة نتخلص من



الحرارة بسحب المزيج الحار من منطقة الإنفراغ وعندها يتبرد المزيج خارج الأنبوب بواسطة مبادل حراري ملائم ويعاد بعدها إلى منطقة الإنفراغ ، كما يبين الشكل 6.18



شكل 6.18

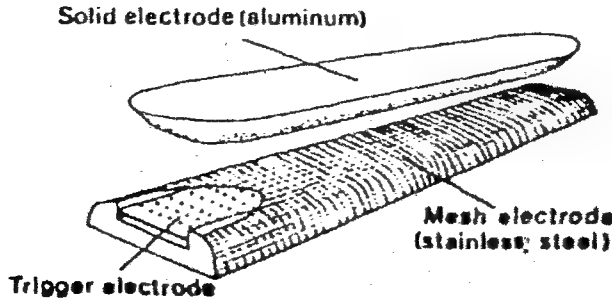
مخطط أولي لليزر  $CO_2$  ذي الجريان الطولي السريع

### ( 5 ) ليزرات $CO_2$ ذات ضغط جوي و المثارة عرضياً

#### **Transversely Excited Atmospheric Pressure $CO_2$ Lasers.** <sup>(18)</sup>

في ليزر TE  $CO_2$  ذي الموجة المستمرة cw من الصعب زيادة ضغط التشغيل فوق 100 Torr ~ . فوق هذا الضغط و عند كثافات اعتيادية للتيار المستخدم تبدأ عدم استقرارية التفريغ التوهجي مما يسبب في تكوين أقواس كهربائية داخل حجم التفريغ و للتغلب على هذه الصعوبة يمكن تطبيق الفولتية على الأقطاب المستعرضة على شكل نبضات إذا كانت فترة النبضة قصيرة بما فيه الكفاية ( جزء من مايكروثانية ) ، فليس هناك وقت كاف لتكون عدم استقرارية التفريغ، و لهذا من الممكن زيادة ضغط التشغيل إلى ضغط جوي أو أعلى من الضغط الجوي . هذه الليزرات يشار إليها بليزرات TEA . المختصر TEA يمثل Transversely

excited atmospheric pressure و هكذا فإن هذه الليزررات تنتج خارجاً نبضياً واستطاعة لإعطاء طاقات خارجة كبيرة لكل وحدة حجم من التفريغ ( 10-50 J / liter ) لتجنب تكون قوس كهربائي ، يسلط أيضاً نوع من التأين يسبق مباشرة الفولتية النبضية المهيجة للغاز ( قبل التأين Pre- ionization ) و إحدى التشكيلات المحتملة مبينة في الشكل 6.19 حيث يتكون الكاثود من إلكترود القدح trigger electrode موضوع بالقرب من شبكة و معزول عنها بلوح عازل . تسلط أولاً نبضة قدح trigger pulse ذات فولتية عالية بين إلكترود القدح و الشبكة . و هكذا سوف تتولد أيونات قرب الكاثود .



الشكل 6.19

تركيب الإلكترود للتفريغ المزدوج لليزر  
TEA CO<sub>2</sub> ( من Richardson و جماعته <sup>(39)</sup> )

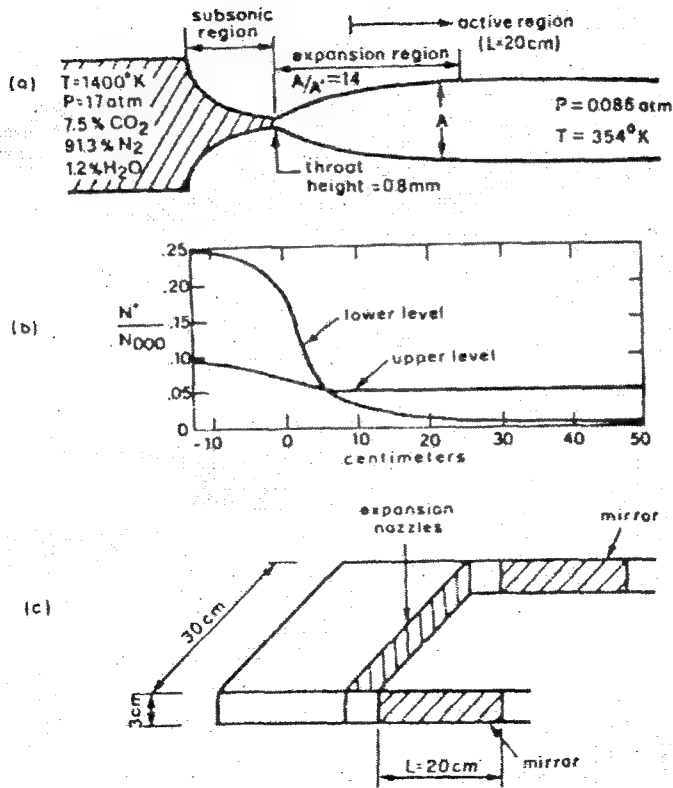
(التأثير الهالي corona effect ) : ثم تسلط نبضة التفريغ الأساس بين الأنود و الكاثود الشبكي لإثارة كل حجم الليزر . و غالباً ما يشار إلى هذه الطريقة من الإثارة بتقنية التفريغ المزدوج double - discharge technique . تقنيات أخرى ما قبل التأين ( pre - ionization ) تشمل استعمال مدافع الحزمة الإلكترونية النبضية ( e-beam pre-ionization ) أو باعث شراتات فوق البنفسجية ملائمة لإحداث

التأين بتأثير الأشعة فوق البنفسجية ( UV pre-ionization ) . و بما الأبعاد المستعرضة لليزر تكون عادة واسعة ، فغالباً ما تختار المرآتين الجانبيتين end mirrors لتشكيل مجاوبة غير مستقرة ( مجاوبة متحدة المحارق غير مستقرة فرع الموجب ، لاحظ الشكل 4.26 ) . لقد أثبت أنه من غير الضروري جريان مزيج الغاز في حالة معدلات التكرار النبضي المنخفضة (  $\sim 1 \text{ Hz}$  ) . في حين أنه لمعدلات التكرار النبضي العالية ( إلى حد بضعة كيلوهرتز ) يتطلب جريان مزيج الغاز بصورة مستعرضة على محور المجاوبة و يبرد بمبدل حراري Heat exchanger ملائم . و من المميزات الأخرى المهمة لهذه الليزر اتساع عرض خطوطها ( حوالي 4 GHz عند ضغط  $P = 1 \text{ atm}$  الناشئة عن الاتساع التصادمي ) . و هكذا أمكن الحصول بوساطة عملية تثبيت النمط Mode - Locking لليزر TEA على نبضات بصرية optical pulses بلأمد أقل من نانوثانية . من أهم استخدامات ليزرات TEA  $\text{CO}_2$  هي تجارب الاندماج النووي بالليزر . لقد تم بناء نظام ليزري ( ليزر Halios ) أساسه ليزرات TEA  $\text{CO}_2$  بإمكانه تحرير نبضات ذروة استطاعة 20 TW و طاقة كلية مقدارها 10 kJ . و الآن تحت الإنشاء نظام ليزري ، من المتوقع أن يعطي استطاعة و طاقة حوالي عشرة مرات أكثر ( ليزر Antares ، بطاقة 100 kJ و ذروة الاستطاعة 100-200 TW )

## ( 6 ) ليزر $\text{CO}_2$ ديناميكا الغاز Dynamic $\text{CO}_2$ Laser :

يستحق ليزر  $\text{CO}_2$  ديناميكا الغاز إشارة خاصة لأن عملية انقلاب الإسكان لا تحدث بوساطة التفريغ الكهربائي و لكنها تحدث نتيجة التمدد السريع لمزيج الغاز (الذي يحتوي على  $\text{CO}_2$  ) ، و الذي يسخن في البداية إلى درجة حرارة عالية . ينتج انقلاب الإسكان أسفل المجرى في منطقة التمدد . لقد تم الحصول من ليزرات  $\text{CO}_2$  ديناميكا الغاز على أعظم استطاعة تم نشرها حتى الآن .

يمكن تلخيص أساس عمل ليزر الغاز الديناميكي كالآتي ( راجع الشكل 6.20) لنفرض في البداية أن مزيج الغاز محجوز في وعاء ملائم عند درجة حرارة عالية ( مثلاً،  $T=1400\text{ K}$  ) و ضغط عال ( مثلاً،  $P=17\text{ atm}$  ) . بما أن الغاز في البداية عند درجة حرارة عالية و في توازن حراري ، فإن إسكان السوية  $100\text{ }^{\circ}\text{C}$  لـ  $\text{CO}_2$  سيكون ذا قيمة ملحوظة ( حوالي  $10\%$  من إسكان السوية الأرضية ، راجع الشكل (6.20b) . و من البديهي أن إسكان السوية السفلى أعلى من هذا  $\sim$  ) (  $25\%$  و لهذا لا يوجد انقلاب في الإسكان و الآن لنفرض أنه سمح للغاز بالتمدد خلال عدد من فوهات التمدد (الشكل 6.20c) . و بما أن التمدد كاظم الحرارة adiabatic ، ستصل درجة الحرارة الانتقالية للمزيج إلى درجة منخفضة جداً . و بسبب استرخاء  $V-T$  ستميل تعدادات كل من السويتين العليا و السفلى إلى قيم متوازنة جديدة و من ناحية ثانية ، بما أن عمر الحالة العليا أطول من عمر الحالة السفلى فسوف يحدث استرخاء للسوية السفلى في المراحل المتقدمة من عملية التمدد ( الشكل 6.20b ) . و من ثم سيكون هناك إلى حد ما منطقة واسعة في أسفل المجرى من منطقة التمدد ، و سيكون هناك انقلاب في الإسكان . الطول  $L$  لهذه المنطقة يتحدد تقريباً بالزمن اللازم لجزيئة  $\text{N}_2$  لنقل إثارتها إلى جزيئة  $\text{CO}_2$  .



الشكل 6.20

مخطط توضيحي لعملية ليزر CO<sub>2</sub> ديناميكا الغاز (a) أساس المنظومة  
(b) التغير المكاني للتعداد N\* للسوية العليا والسفلى للليزر (مقومة بالنسبة لاسكان N<sub>000</sub> للسوية الأرضية)، (c)  
هندسة المجاورة a و c قد أعيدت طباعتها برخصة من IEEE.

وهكذا يتم اختيار مرآتي الليزر على شكل مستطيل و توضعان كما في الشكل 6.20c . إن هذه الطريقة لإحداث انقلاب الإسكان تكون فعالة فقط إذا كانت عملية التمدد تقلل درجة الحرارة و الضغط \* للمزيج في زمن هو (أ) قصير بالمقارنة بعمر سوية الليزر العليا ، و (ب) طويل بالموازنة بعمر سوية الليزر السفلى . و لكي

يتحقق هذان الشرطان يجب أن يكون التمدد بسرعات فوق صوتية (Mach)  $\supersonic$  velocities .

وأخيراً تجدر الإشارة إلى أن درجة الحرارة الابتدائية العالية لمزيج الغاز يحصل عليها من احتراق وقود ملائمة ( كمثال : احتراق CO ، و  $H^2$  ، أو بترين  $C_2H_2$  وأكسيد النيتروجين  $N_2O$  ، وهكذا تجهز أوتوماتيكياً نسبة  $H / O = 1 : 2$  .

وقد قدمت تقارير عن ليزرات  $CO_2$  ديناميكا الغاز التي تنتج استطاعة خلع تصل إلى 80kW و بكفاءة كيميائية<sup>1</sup> Chemical efficiency مقدارها 1% و حتى الآن هذا النوع من الليزر يمكن تشغيله بصورة مستمرة فقط لزم قصير ( بضعة ثوان) بسبب الحرارة المتولدة عن حزمة الليزر في عدد من أجزاء الجهاز ( و خصوصاً المرايا). من الواضح أ، صنف الليزرزات الغازية التي تستخدم الانتقالات الدورانية - الاهتزازية لا تقتصر على ليزر  $CO_2$ . فهناك أمثلة أخرى تجدر الإشارة إليها وهي ليزر CO ( $\lambda \approx 5 \mu m$ ) وليزر HCN الذي يتذبذب بأطوال موجية تصل إلى  $\lambda = 773 \mu m$  و هكذا يصل على الكفاءة العالية . و تم الحصول من ليزر CO على استطاعات خرج تزيد على 100 Kw و كفاءات تزيد على 60%<sup>(20)</sup> . و من ناحية ثانية ، للحصول على هذا النوع من الإنجاز يجب حفظ مزيج الغاز عند درجات حرارة منخفضة جداً (77 - 100 K)؛ Cryogenic temperature ينتج الفعل الليزري في المنطقة  $5 \mu m$  من عدة انتقالات اهتزازية-دورانية [مثلاً من  $v(10) \rightarrow v'(11)$  ، ولغاية  $v(6) \rightarrow v'(7)$  عند  $T=77 K$ ] لجزئية CO العالية الإثارة.

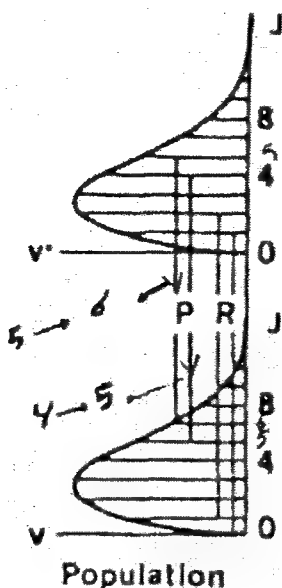
<sup>1</sup> تعرف الكفاءة الكيميائية بأنها النسبة بين الطاقة الخارجة لليزر إلى الطاقة الكيميائية الكلية التي يمكن الحصول عليها باحتراق الوقود .

يتم ضخ السويات الاهتزازية لـ CO بالاثارة الناتج عن تصادم الإلكترون . وكما في جزيئة N<sub>2</sub> المتناظرة إلكترونياً isoelectronic ، فإن جزيئة CO عادة لها مقطع عرضي واسع غير اعتيادي لإثارة سوياتها الاهتزازية بالتصادم بالإلكترون . وهكذا حوالي 90 % من طاقة الإلكترون في التفريغ يمكن أن تتحول إلى طاقة اهتزازية لجزيئات CO . ميزة مهمة لجزيئة CO هو أن استرخاء V - V يتقدم بمعدل أسرع من استرخاء V - T ( الذي يكون منخفضاً بصورة غير اعتيادية ) . و نتيجة لهذا ينشأ في السويات الاهتزازية العليا تعداد لا يتبع توزيع بولتزمان non - Boltzman population وذلك بعملية تعرف " بالضخ اللاتوافقي " anharmonic pumping التي تؤدي دوراً مهماً جداً \* . مع أن هذه الظاهرة لا تسمح بانقلاب كلي للإسكان الاهتزازي لجزيئة CO ، و لكن تحدث حالة تعرف بالانقلاب الجزئي Partial inversion . و هذه موضحة في الشكل 6.21 . الذي يبين الإسكانات الدورانية لحالتين اهتزازيتين متجاورتين . و مع أن الإسكان الكلي للحالتين الاهتزازيتين متساو ، فيمكن ملاحظة وجود انقلاب للإسكان في انتقالين فرع ، ( J = 6 ) — ( J = 5 ) [ P ( J = 5 ) — ( J = 4 ) ] و انتقالين فرع R كما هو مبين في الشكل . و تحت ظروف الانقلاب الجزئي ، يمكن أن يحدث الفعل الليزري ، و هنا ظاهرة جديدة تؤدي دوراً مهماً تعرف بالتعاقب cascading . و يخفض الفعل الليزري إسكان depopulate السوية الدورانية للحالة العليا ، و يزيد من إسكان السوية الدورانية للحالة الاهتزازية السفلى . و من ثم يمكن للسوية الأخيرة من تجميع إسكان كاف ليحدث انقلاباً في الإسكان بالنسبة لسوية دورانية في حالة اهتزازية سفلى .

---

\* الضخ اللاتوافقي ينشأ من العملية:  $CO(v-n) + CO(v-m) \rightarrow CO(v-n+1) + CO(v-m-1)$  والتي بسبب الاهتزاز اللاتوافقي تكون منفصلة عندما تكون  $n > m$  . هذه العملية تسمح للجزيئة CO الأولى بالارتقاء في سلم المستويات الاهتزازية التي تنتج عن توزيع التعداد بين هذه المستويات ، لا يتبع توزيع بولتزمان .

وفي الوقت نفسه يمكن أن ينقص إسكان السوية الدورانية للحالة العليا بصورة كافية ليحدث انقلاباً في الإسكان مع سوية دورانية في حالة اهتزازية أعلى . تؤدي عملية التعاقب هذه بالاقتران مع المعدل المنخفض جداً لـ  $V - T$  إلى أن معظم الطاقة الاهتزازية تستخلص كطاقة خرج لليزر . هذه الصفة مع الكفاءة العالية جداً للإثارة يعلل الكفاءة العالية لليزر CO . إن الحاجة لدرجة الحرارة المنخفضة تنشأ من الحاجة للكفاءة العالية جداً للضخ اللاتوافقي . و الواقع هو أن فرط الإسكان overpopulation للسويات الاهتزازية العليا يضاهي توزيع بولتزمان . و من هنا فإن درجة انقلاب الإسكان الجزئي يزداد بسرعة مع تناقص درجة الحرارة الانتقالية .



الشكل 6.21

انقلاب جزئي بين انتقاليين اهتزازيين (  $V'$  و  $V$  ) لهما نفس الإسكان الكلي.

ومن الممكن تشغيل ليزر CO كما هي الحالة في ليزر CO<sub>2</sub> بالجريان الطولي باستخدام نبضات TE و حزمة إلكترونات قبل التأين و الإثارة بدناميكا الغاز .



وحتى الآن حدث الحاجة للتشغيل عند درجات حرارة منخفضة جداً من توسيع استعمال ليزرات CO على النطاق التجاري .

### 6.3.3.2 الليزرات الاهتزازية - الإلكترونية ( الفايبرونك ) Vibronic

: Lasers

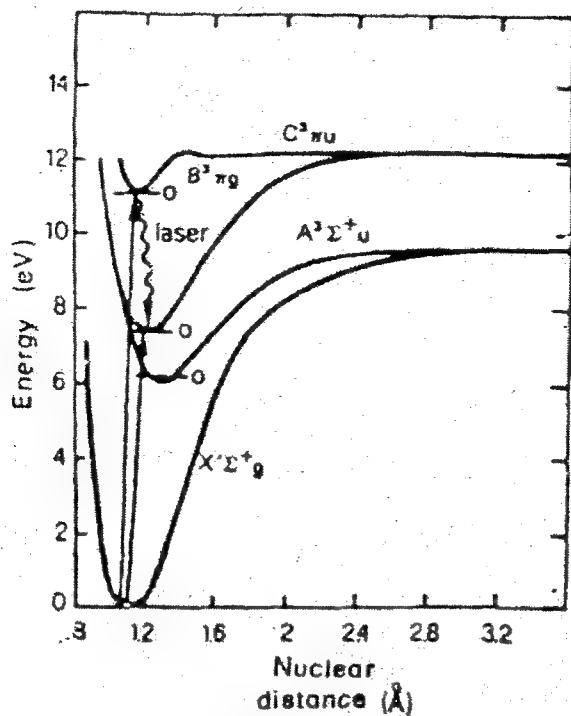
سندرس ليزر  $N_2$  بالتفصيل كمثال مناسب لليزرات الفايبرونك . إن أهم التذبذبات لهذا الليزر تقع عند الطول الموجي  $\lambda = 773 \mu m$  (UV) . و يعود إلى صنف الليزرات المنتهية ذاتياً self terminating . و عادة تستعمل ليزرات النيتروجين النبضي لضخ ليزرات الصبغة . الشكل 6.22 يبين مخططاً لسويات الطاقة ذات العلاقة لجزيئة  $N_2$  . يحدث الفعل الليزري فيما يطلق عليه نظام موجب ثان second positive system أي في الانتقال من حالة  $C^3\Pi_u$  ( و منذ الآن سيطلق عليها الحالة C ) إلى الحالة  $B^3\Pi_g$  ( الحالة  $B^+$  ) . من المعتقد أن إثارة الحالة C ينتج من تصادمات الإلكترون مع الحالة الأرضية لجزيئة  $N_2$  .

وبما أن كلتا الحالتين C و B ، حالات ثلاثية triplet states ، فإن الانتقالات من الحالة الأرضية ممنوعة بسبب اليرم spin - forbidden و استناداً إلى مبدأ فرانك كوندن Franck - Condon من المتوقع أن يكون المقطع العرضي للإثارة إلى السوية  $v=0$  للحالة C أكبر من ذلك إلى السوية  $v=0$  للحالة B . و بالموازنة بالحالة الأرضية فإن الحد الأدنى لجهد الحالة B يكون منحرفاً إلى قيمة أكبر للمسافة الفاصلة بين النوى مما هو عليه للحالة C . أن عمر (الإشعاع) الحالة C هو 40 ns ، على حين أن

+ تحت ظروف تشغيل مختلفة يمكن أن يحدث الفعل الليزري أيضاً ( في المنطقة تحت الحمراء القريبة  $1.23 \mu m - 0.74$  )



عمر الحالة B  $10 \mu s$  و من الواضح أن الليزر لا يمكن أن يعمل بصورة مستمرة cw لأن الشرط (5.26) غير محقق . و مع ذلك يمكن أن يثير على أساس نبضي بشرط أن يكون زمن النبضة الكهربائية أقل من  $40 ns$  . و يحدث الفعل الليزري بالأغلب على عدة خطوط دورانية للانتقال  $v''(0) \rightarrow v'(0)$  ( $\lambda = 337.1 nm$ ) فضلاً عن كون هذا الانتقال مسانداً لعملية الضخ ، كما أشير سابقاً ، فهذا الانتقال في الواقع يظهر أكبر قيمة لعامل فرانك - كوندن، و تحدث التذبذبات أيضاً عند الانتقالات  $v''(1) \rightarrow v'(0)$  عند الخط ( $\lambda = 357.7 nm$ ) ، و  $v''(0) \rightarrow v'(1)$  عند الخط ( $\lambda = 315.9 nm$ ) ، و لكن بشدة أقل .

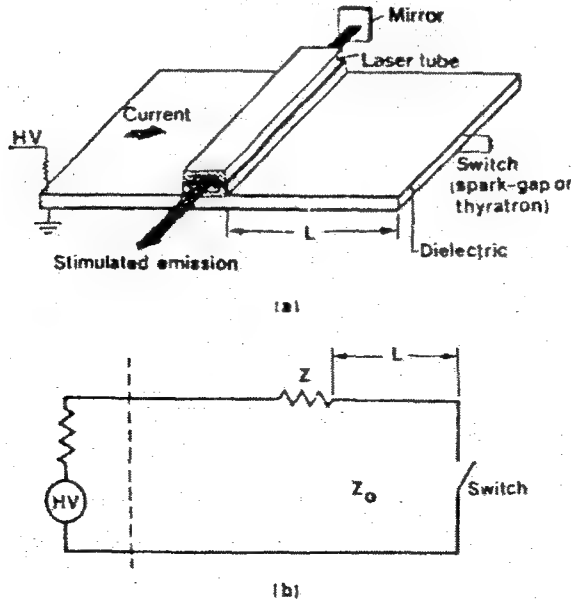


الشكل 6.22

سويات الطاقة لجزيئة  $N_2$  . و لأجل التبسيط فقط السوية الاهتزازية الدنيا ( $v=0$ ) مبين لكل حالة إلكترونية.

الشكل 6.23a يبين مخططاً لإحدى التشكيلات المحتملة لليزر  $N_2$  . و بسبب الحقل الكهربائي العالي المطلوب (  $10 \text{ kV / cm} \sim$  عند الضغط النموذجي للتشغيل  $p \approx 30 \text{ Torr}$  ) ، يستعمل عادة نفس الترتيب لليزر TE . و هنا نحتاج إلى نبضة تفريغ سريعة ( بضعة نانوثانية ) . و يمكن الحصول على هذه بدائرة التفريغ المبينة في الشكل 6.23 ، التي يطلق عليها اسم بلوملين Blumlein configuration ، و دائرة التوصيل الكهربائي المكافئة لهذه الدائرة مبينة في الشكل 6.23b ، إذ تمثل  $Z$  الممانعة impedance لقناة التفريغ و  $Z_0$  الممانعة المميزة لهذه الدائرة . في البداية إذا شحنت الدائرة إلى فولتية  $V$  و كانت  $Z = 2 Z_0$  ، فعند غلق المفتاح الكهربائي تتولد فولتية نبضية عبر  $Z$  قيمتها  $V/2$  و أمدها  $2L/c$  (  $c$  سرعة انتقال e.m في الدائرة ) . فإذا جعل  $L$  قصير بما فيه الكفاية ، فإن النظام المبين في الشكل 6.23a يمكن أن يحدث فولتية ذات نبضات قصيرة ملائمة لتشغيل ليزر  $N_2$  . بسبب الريح العالي لهذا الانتقال المنتهي ذاتياً ، يحدث التذبذب بشكل انبعاث تلقائي مكبر . و بهذا يمكن أن يعمل الليزر بدون مرايا ، و مع ذلك ، توضع مرآة منفردة عند طرف واحد من المجاوبة . لأن هذا يقلل من حد العتبة للاستطاعة و يعطي أيضاً خرج موحد الاتجاه . و بهذه الطريقة يتم أيضاً تقليص تباعد الحزمة الخارجة و تتحدد بالنسبة بين البعد المستعرض للتفريغ و ضعف طول المجاوبة . و بهذا الصنف من الليزر ، من المحتمل الحصول على نبضات استطاعة ذروتها تصل إلى حوالي  $1 \text{ MW}$  و عرضها حوالي  $10 \text{ ns}$  و معدل تكرارها يصل إلى  $100 \text{ Hz}$  . إن معدل التكرار يتحدد بالتأثيرات الحرارية . و حديثاً جداً طوّرت ليزرات  $N_2$  التي تعمل عند ضغط جوي . أما مشكلة حدوث القوس الكهربائي فمن الممكن تخفيفها بتقليل أمد نبضة الفولتية ( إلى  $1 \text{ ns} \sim$  ) . و بسبب الزيادة بالريح لكل وحدة طول و التفريغ السريع فإن هذا النوع من الليزر يمكن أن يعطي نبضات خارجة أمدها  $100 - 500 \text{ ps}$  ( واستطاعة ذروتها  $100 - 200 \text{ kW}$  )

في هذه الحالة لا تستعمل مرايا . و عندما يستعمل مثل هذا الليزر لضخ ليزرات الصبغة ، فمن الممكن الحصول من ليزر الصبغة على نبضات بمدى دون النانوثانية sub nanosecond - و تستعمل هذه النبضات القصيرة لدراسة عمليات الاسترخاء relaxation process في مختلف المواد .



الشكل 6.23

- ( a ) مولد نبضة بلومين باستعمال دائرة توصيل كهربائي مسطح . و كنموذج لأبعاد قناة التفريغ هي  $2 \times 0.5$  cm ، البعد الأكبر يكون على طول اتجاه التفريغ  
( b ) دائرة التوصيل الكهربائي المكافئة لمولد بلومين المذكورة في أعلاه .

وبالإضافة إلى ليزر  $N_2$  ، توجد أمثلة أخرى لليزرات الفايبرونك ، فخص بالذكر منها ليزر  $H_2$  ، إن هذا الليزر يتذبذب على سلسلة من الخطوط حول الطول الموجي  $\lambda \approx 160$  nm ( نطاق لييمان Layman band ) و حول  $\lambda \approx 116$  nm ( نطاق فيرنر Werner band ) . و تقع هذه الأطوال الموجية فيما يطلق عليه الأشعة فوق البنفسجية الفراغية ( VUV ) vacuum ultraviolet و الواقع أنه عند هذه الأطوال

الموجية يصبح الامتصاص من قبل الجو عالياً إلى حد يستلزم معه انتشار الحزمة في الفراغ (أو في غاز مثل He) . وللحصول على التفريغ السريع اللازم (  $\sim 1 \text{ ns}$  ) يستعمل مرة أخرى ترتيب بلوملين ( شكل 6.23a ) . وهذا الليزر هو أيضاً متناهياً ذاتياً ، و الخارج الليزري يحصل عليه بالانبعاث التلقائي المضخم .

من المهم ملاحظته ، أن الطول الموجي  $116 \text{ nm}$  هو أقصر الأطوال الموجية التي أمكن الحصول عليها حتى الآن من الفعل الليزري . و من الجدير هنا تأكيد الصعوبة في الحصول على أطوال موجية أقصر ( أي في منطقة أشعة أكس ) فمن المعادلات ( 3.25 ) ( 5.18 ) ، و ( 5.17 ) نجد أن حد العتبة للطاقة الضخ لكل وحدة حجم هي:

$$\frac{dP}{dV} = \frac{1}{\eta_p} \hbar \omega_p W_{cp} (N_i - N_c) = \frac{\hbar \omega_p}{\eta_p} \frac{\gamma}{\sigma \tau} \quad (6.15)$$

ومن ناحية ثانية ، نجد من المعادلة ( 2.145 ) أن ( عندما  $\Delta\omega = 0$  ) فإن  $\omega_0^2 / g_1(0) \propto \omega_0^2 \Delta\omega_0$  و عند الترددات في المنطقة فوق البنفسجية UV وضغط معتدل نستطيع الفرض أن عرض الخط  $\Delta\omega_0$  يتعين باتساع دوبلر، و هكذا [راجع 2.113] فإن  $\Delta\omega_0 \propto \omega_0$  و  $(dP/dV)$  تزداد بازدياد  $\omega_0^4$  ( إذا اعتبرنا  $\omega_p \approx \omega_0$  ) . أما عند الترددات الأعلى ( منطقة أشعة أكس ) فإن عرض الخط يتعين بالاتساع الطبيعي ، لأن قيمة العمر الإشعاعي يصبح صغيراً جداً ، في هذه الحالة  $\Delta\omega_0 \propto \omega_0^3$  و  $(dP/dV)$  يزداد مع  $\omega_0^6$  . بسبب الزيادة السريعة لـ  $(dP/dV)$  مع التردد ، فإن حد العتبة للطاقة اللازمة تصبح كبيرة جداً . و هذا يفسر أنه على

الرغم من المحاولات العديدة لم ينجح أحد حتى الآن في الحصول على أشعة ليزر في منطقة الأشعة السينية \* .

### 6.3.3.3 ليزرات الإكسيمر Excimer Lasers :

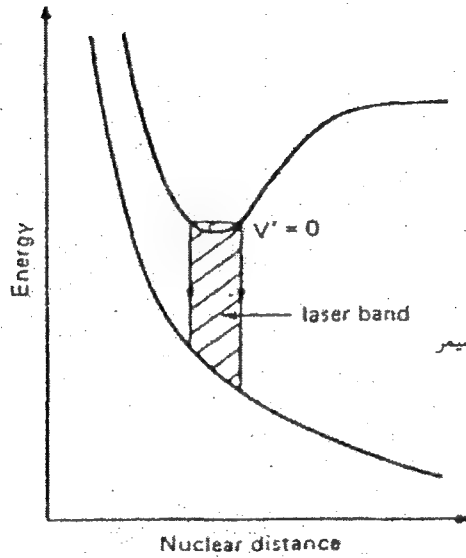
تعد ليزرات الإكسيمر صنفًا مفيداً و مهماً من الليزرات الجزيئية التي تستخدم الانتقالات بين حالتين إلكترونيتين مختلفتين .

لندرس جزيئة ثنائية الذرة  $A_2$  ، إن منحنيات الطاقة الكامنة لكل من الحالة الأرضية و المثارة مبينة في الشكل 6.24 . و بما أن الحالة الأرضية تنافرية repulsive ، فلا وجود للجزيئة في هذه الحالة ( أي أن نوع A يوجد فقط في الحالة الأرضية بالشكل غير المتبلر A ) . و بما أن منحنى الطاقة الكامنة للحالة المثارة له قيمة صغرى، فالجزيئة  $A_2$  توجد فعلاً في الحالة المثارة ( أي أن نوع A يوجد في الحالة المثارة على شكل تركيب مزدوج  $A_2$  dimer ) مثل هذه الجزيئة يطلق عليها إكسيمر " excimer " و هي كلمة منحوتة من الكلمتين " excited dimmer " .

لنفرض الآن أن عدداً كبيراً من الإكسيمرات " excimers " تكونت بطريقة ما في حجم معين . فالفعل الليزري يمكن أن يحدث على الانتقال بين الحالة العليا(المقيدة) والحالة السفلى ( الطليقة ) ( الانتقال المقيد- الطليق bound – free transition )

---

\* أعلن مؤخراً الحصول على ليزر الأشعة السينية النبضية ذو الطول الموجي  $14 \text{ \AA}$  . لقد ضخ الليزر بأشعة سينية ناتجة من تفجير نيزوي صغير ( نظراً لظروف التجربة فليس من السهل إجراء التجربة في مختبر اعتيادي ) .



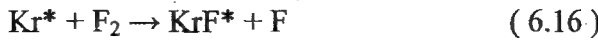
الشكل 6.24  
سويات الطاقة في ليزرات الأكسيمر

يطلق على هذه المنظومة ليزر الأكسيمر ليزر الأكسيمر صفتان مميزتان ولكنهما مهمتان و كلتاهما ناشتان عن كون الحالة الأرضية منفرة و هاتان الصفتان هما ( أ ) ما إن تصل الجزيئة الحالة الأرضية بعد الانتقال الليزري ، حتى تتفكك حالاً وهذا معناه أن سوية الليزر السفلى ستكون فارغة دائماً . ( ب ) ليست هناك انتقالات اهتزازية - دورانية واضحة المعالم و يكون الانتقال ضمن نطاق واسع broad band و هذا يسمح لاحتمالية توليف إشعاع الليزر ضمن مدى النطاق الواسع لهذا الانتقال.

وكصنف مهم و مناسب من ليزرات الأكسيمر سندرس تلك الليزرات التي تتكون من اتحاد ذرة غاز نادر ( مثل Ar , Kr , Xe ) في الحالة المثارة مع ذرة

هالوجين ( مثل F , CL ) لتكوين إكسيمر هاليد الغاز النادر \* rare – gas – halide  
excimer و من الأمثلة المميزة هي ، ArF (  $\lambda = 193 \text{ nm}$  ) KrF (  $\lambda = 248 \text{ nm}$  ) ،  
XeCL (  $\lambda = 308 \text{ nm}$  ) ، و XeF (  $\lambda = 351 \text{ nm}$  ) جميعها تتذبذب في المنطقة فوق  
البنفسجية UV إن السبب في سهولة تكون هاليدات الغاز النادر في الحالة المثارة يعود  
إلى أن الغاز النادر المثار يصبح كيميائياً مشابهاً للذرة قلووية ، و معروف عن هذه  
الذرات سهولة تفاعلها مع الهالوجينات. إن هذا التشابه يبين أيضاً أن الترابط  
bonding في هذه الحالة المثارة يجب أن يكون ذات طابع أيوني . ففي عملية الترابط  
ينتقل الإلكترون المثار من ذرة الغاز النادر إلى ذرة الهالوجين . و لذلك فإن هذه الحالة  
المقيدة يشار إليها كحالة انتقال الشحنة Charge – transfer state .

إن عمليات الضخ في ليزر هاليد الغاز نوعاً ما معقدة ، نظراً لأنها تتضمن  
أصنافاً أيونية عديدة فضلاً عن أصناف جزيئية و ذرية مثارة ، فمثلاً في KrF )  
يستخدم فيها مزيج من Kr و F<sub>2</sub> و وسط غازي ( buffer gas ) ، تؤدي العمليات  
الآتية دوراً مهماً: ( أ ) تفاعل مباشر للغاز النادر المثار مع الهالوجين أي :



و ( ب ) ارتباط متفكك للإلكترون مع الهالوجين ( 6.17a ) و يليه تفاعل  
ثلاثي three – body recombination لأيون الهالوجين السالب ( 6.17b ) ، أي :

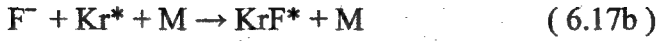


و

---

\* بتعبير أدق يجب أن لا يطلق على هذه التراكيب اكسيمرات ، لأنها تحتوي على ذرات غير متشابهة. و ربما كلمة  
Hetro-excimer أو exciplex ( من excited state complex ) تكون أكثر ملاءمة في هذه الحالات . و على  
كل حال ، فإن كلمة اكسيمر تستعمل على نطاق واسع في هذا السياق و سوف نتبع هذا الاستعمال .





إذ إن M إحدى ذرات الوسط الغازي ( Ar أو He ) . \*

من الممكن أن تضخ ليزرات إكسيمر هاليد الغاز النادر إما بحزمة إلكترونية أو بالتفريغ الكهربائي . ففي الحالة الأخيرة تستعمل إما حزمة إلكترونية أو UV في تقنية ما قبل التأين ، و تصميم الليزر من النوع النبضي مشابه في كثير من النواحي لليزر TEA CO<sub>2</sub> . و أمد النبضة من مرتبة بضعة عشرات النانوثانية و تكون محددة ببدء عدم استقرارية التفريغ ( تكون القوس الكهربائي ) . إن متوسط الطاقات الخارجية يصل إلى 100 W ، و معدلات تكرار النبض تصل إلى 1 kHz ، و قد أمكن الحصول على كفاءات كهربائية 1% ، ليزرات الإكسيمر تبشر بإمكانية استعمالها في العمليات الكيميائية الضوئية المعقدة ، مثل فصل النظائر ، و هناك تطبيقات عديدة أخرى تتطلب استعمال مصدر UV ذي قوة و كفاءة .

## 6.4 ليزرات السائل ( ليزرات الصبغة ) :

### Liquid Lasers ( dye Lasers )

إن ليزرات السائل التي سوف ندرسها هي التي يتكون الوسط الفعال فيها من محاليل مركبات معينة لصبغة عضوية مذابة في سوائل مثل كحول اتيلي ، أو كحول مثيلي ، أو ماء . تعود هذه الصبغات عادة إلى إحدى الأصناف الآتية :

( أ ) صبغات polymethine ( 0.7 – 1 μm ) .

---

\* العملية في المعادلة ( 6.17b ) تتطلب وجود ذرة الوسط الغازي M buffer gas atom و إلا من غير الممكن حفظ كل من العزم و الطاقة للشريكين المتفاعلين ( F و Kr ) .

( ب ) صبغات xanthene ( 0.5 – 0.7  $\mu\text{m}$  ) .

( جـ ) صبغات ( 0.4 – 0.5  $\mu\text{m}$  ) .

( د ) الصبغات الومضية scintillator (  $\lambda < 0.4 \mu\text{m}$  ) .

بسبب إمكانية توليف أطوالها الموجية و للتغطية الواسعة للطيف و البساطة فإلن  
ليزرات الصبغة تؤدي دوراً هاماً و متزايداً في التطبيقات في حقول وميادين مختلفة  
(تشمل دراسة الأطياف و الكيمياء الضوئية ) .

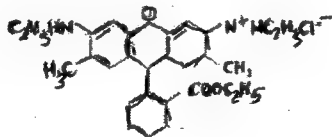
#### 6.4.1 الخصائص الفيزيائية الضوئية للصبغات العضوية

#### Photophysical properties of organic dyes

إن الصبغات العضوية هي أنظمة جزيئية كبيرة و معقدة\* تحتوي أربطة مزدوجة  
مترافقة Conjugated double bonds . و تمتلك عادةً حزم امتصاص قوية في المنطقة  
المرئية و فوق البنفسجية من الطيف ، عندما تثار بضوء ذي طول موجي ملائم تظهر  
أطياف التفلور ضمن نطاق واسع و شديد كالذي هو مبين في الشكل 6.25 و يمكن  
دراسة لحالة الرودامين 6G المذاب في محلول الإيثانول .

تدرس مستويات الطاقة لجزيئة الصبغة باستعمال ما يسمى بنموذج الإلكترون  
الحُر Free –electron model . و سوف نوضح هذا بدراسة صبغة السيانين المبينة في  
الشكل 6.26a . إن الإلكترونات  $\pi$  لذرات الكربون تتوزع في سويتين أحدهما أعلى

\* وكمثال المعادلة التركيبية لصبغة الرودامين 6G (صبغة Xanthene) الواسعة الاستعمال هي:

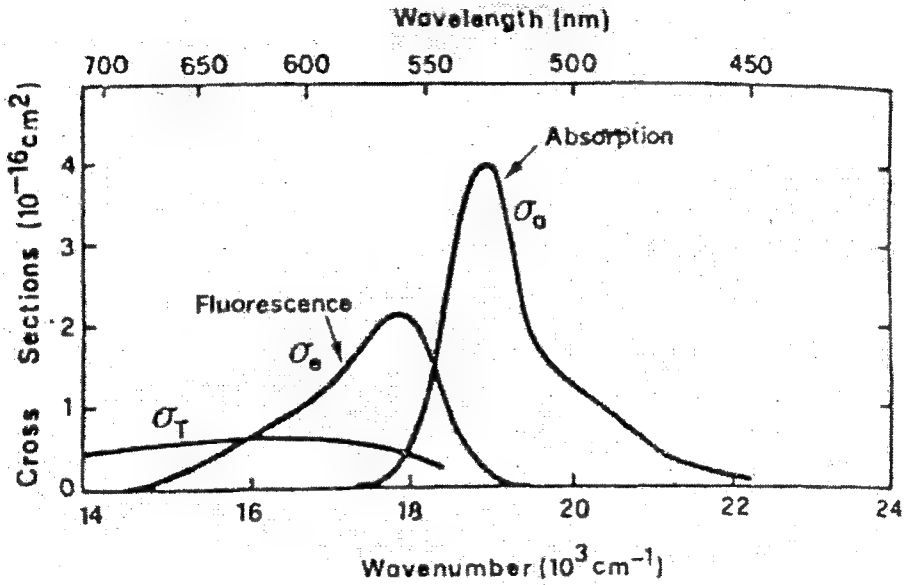


و الأخرى أسفل سوية الجزيئة (شكل 6.26b). و تنشأ الحالات الإلكترونية للجزيئة من هذا التوزيع الإلكتروني  $\pi$ . ففي نموذج الإلكترون الحر، يفترض أن الإلكترونات  $\pi$  تتحرك بحرية ضمن سويات توزيعها و تتحدد فقط بالطاقة الكامنة التنافرية للمجموعة عند كل طرف من الصبغة. لذلك فإن سويات الطاقة للإلكترونات هي ببساطة تلك العائدة للإلكترون الحر في منخفض الطاقة الكامنة كما هو مبين في الشكل 6.26c.

إذا كان الشكل التقريبي للمنخفض مستطيلاً (شكل 6.26d)، فإن سويات الطاقة معروفة و تعطى بالعلاقة  $E_n = h^2 n^2 / 8 m L^2$ ، إذ إن  $n$  عدد صحيح، و  $m$  كتلة الإلكترون، و  $L$  طول المنخفض. ومن المهم هنا ملاحظة أن جزيئات الصبغة تمتلك عدداً زوجياً من الإلكترونات ضمن سحابة الإلكترونات  $\pi^*$ . فإذا فرضنا أن عدد هذه الإلكترونات  $2N$ ، فحالة الطاقة الدنيا للجزيئة سوف تناظر الحالة عندما تشغل هذه الإلكترونات سويات الطاقة الدنيا  $N$ .

---

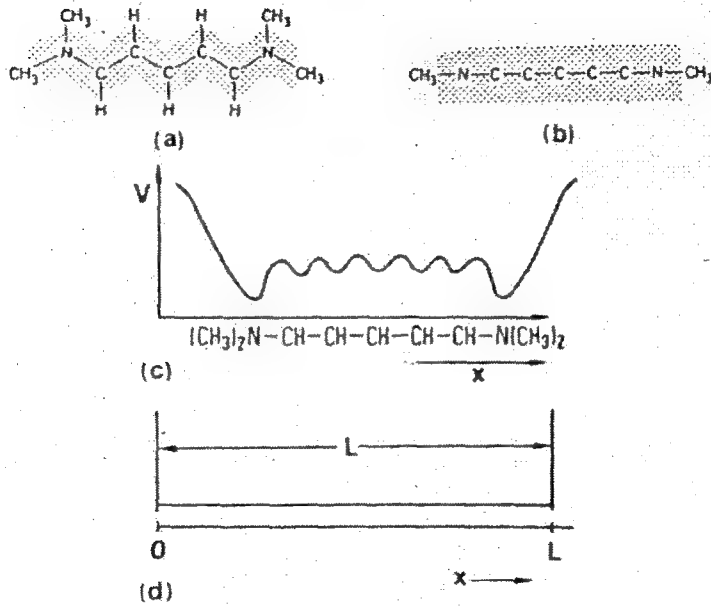
\* الأنظمة الجزيئية بالإلكترونين غير مزدوجين unpaired تعرف بالجذور radicals و تميل للتفاعل بسهولة. و من ثم تكون نظاماً بالإلكترونات مزدوجة.



الشكل 6.25

المقطع العرضي للامتصاص  $\sigma_a$  ، المقطع العرضي للإصدار المتحرض  $\sigma_f$  ( انتقال من حالة أحادية singlet -- singlet transition إلى أحادية ) و المقطع العرضي للامتصاص  $\sigma_T$  ( انتقال حالة ثلاثية إلى حالة ثلاثية triplet -- triplet transition ) لمحول الرودامين 6G في الإيثانول .

والواقع و أن كل سوية يمكن أن تشغل بالإلكترونين بلفين ذاتيين متعاكسين ومن ثم فهذه الحالة الجزيئية تمتلك عزم لاف ذاتي زاوي spin angular momentums يساوي صفراً ( حالة أحادية singlet state ) و نرمز لها  $S_0$  في الشكل 6.27 . و في نفس الشكل ، إن أعلى سوية مشغولة و السوية الفارغة التي يليها مؤشران بمربعين أحدهما فوق الآخر .



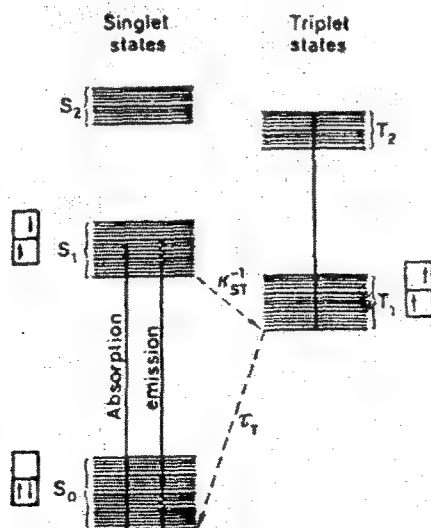
الشكل 6.26

نموذج الإلكترون الحر لتوضيح مستويات الطاقة الإلكترونية لجزيئة الصبغة  
[عن Kuhn و Forsterling <sup>(36)</sup>].

ويحصل على الحالة الأحادية الأولى المثارة (و المؤشرة بـ  $S_1$  في الشكل) برفع إلكترون واحد من (أعلى) إلكترونين ، بدون أن نعكس لفّ الذاتي إلى السوية العليا التالي. فإذا انعكس هذا اللف الذاتي ، فالحالة الناتجة هي حالة ثلاثية triplet state

( الدوران الكلي  $S = 1$  ، و المؤشرة بـ  $T_1$  في الشكل) إن الحالتين ، المشلرتين الأحادية ( $S_2$ ) و الثلاثية ( $T_2$ ) تنتجان عندما يرفع الإلكترون مرة أخرى إلى السوية التالية و هلم جرا . و من ملاحظة الشكل 6.27 فإن كل حالة إلكترونية في الحقيقة متكونة من مجموعة من السويات الاهتزازية ( الخطوط السمكية في الشكل )

و السويات الدورانية (الخطوط الدقيقة) . المسافة بين السويات الاهتزازية هي نموذجياً  $1400 - 700 \text{ cm}^{-1}$  في حين أن المسافة بين السويات الدورانية ، نموذجياً أقل بمئة مرة. و نظراً لأن عمليات اتساع الخط أكثر أهمية في السوائل مما هي عليه في المواد الصلبة فإن الخطوط الدورانية غير متحللة و هذا يسبب تكون سويات متصلة بين السويات الاهتزازية.



الشكل 6.27

نموذج لسويات الطاقة لصبغة في المحلول السويات الأحادية و الثلاثية مبنية في أعمدة منفصلة.

والآن نلقي نظرة على ما يحدث عندما تتعرض الجزيئات لإشعاع كهرمغناطيسي. أولاً ، نتذكر أن قواعد الاختيار تتطلب  $\Delta S = 0$  . و لهذا فإن الانتقالات الأحادية - الأحادية مسموحة، على حين أن الانتقالات الأحادية - الثلاثية غير مسموحة . و على هذا فالتفاعل مع الإشعاع الكهرمغناطيسي يمكن أن يرفع الجزيئة من السوية الأرضية  $S_0$  إلى واحد من السويات الاهتزازية للسوية  $S_1$  . وبما

أن السويات الدورانية و الاهتزازية غير متحللة ، فإن طيف الامتصاص سوف يظهر انتقالاً واسعاً و غير واضح المعالم ( كمثال انظر الشكل 6.25 ) . نلاحظ أن الصفة المهمة لهذه الصبغات امتلاكها مصفوفاً ثنائي القطب  $\mu$  قيمة عناصره كبيرة. وهذا يعود إلى أن إلكترونات  $\pi$  تكون طليقة الحركة لمسافة تقرب من حجم الجزيئة a. و بما أن a إلى حد ما كبيرة لهذا تكون  $\mu$  كبيرة ( $\mu \approx ea$ ) . و من ثم فإن المقطع العرضي للامتصاص  $\sigma$  الذي يتناسب مع  $\mu^2$  ، يكون كبيراً أيضاً ( $10^{-16} \text{ cm}^2 \sim$ ) . و تنحل الجزيئة في السوية المثارة في زمن قصير جداً ( انحلالاً غير مشع  $\tau_{nr} \approx 10^{-12}$  ) إلى الحالة الاهتزازية الدنيا للسوية  $S_1^*$  . و من هناك تنحل إلى إحدى السويات الاهتزازية لـ  $S_0$  محررة إشعاع ( التفلور fluorescence ) . إن احتمالية الانتقال سوف تتعين بعوامل فرانك - كوندن المناسبة و مما سبق ( راجع أيضاً الشكل 6.25 ) يتبين أن الاصدار المتفلور fluorescent emission يكون على شكل نطاق واسع و غير واضح المعالم و مزاح إلى طرف الطول الموجي الطويل لنطاق الامتصاص ( انظر الشكل 6.25 ) . بعد سقوطها إلى الحالة المثارة الاهتزازية - الدورانية للسوية الأرضية  $S_0$  تنحل الجزيئة مرة أخرى و بسرعة كبيرة ( بحدود بيكو ثانية ) و بدون إشعاع إلى السوية الدورانية الاهتزازية الدنيا و من الملاحظ أنه عندما تكون الجزيئة في السوية الدنيا من  $S_1$  يمكن أيضاً أن تنحل إلى السوية  $T_1$  . و يطلق على هذه العملية التبادل الداخلي intersystem crossing و سببها التصادمات . بطريقة مماثلة يحدث الانتقال  $S_0 \rightarrow T_1$  على الأكثر بطريقة التصادمات و لكن إلى حد ما بعملية مشعة ( إن الانتقال  $S_0 \rightarrow T_1$  ممنوع إشعاعياً ، كما ذكر أعلاه ) . إن هذا الإشعاع يطلق عليه

---

\* وبتعبير أدق سيحدث توازن حراري بين السويات الاهتزازية - الدورانية ( للحالة  $S_1$  ) .

الفسفرة phosphorescence . و سوف نميز بين عمليات الانحلال الثلاثة هذه  
بالثوابت الثلاثة الآتية :

( أ )  $\tau_{sp}$  ، فترة عمر الاصدار التلقائي للسوية  $S_1$  .

( ب )  $k_{st}$  ، معدل التبادل الداخلي (  $s^{-1}$  ) بين النظامين الأحادي و الثلاثي .

( ج )  $\tau_i$  ، عمر السوية  $T_1$  .

فإذا جعلنا  $\tau$  عمر السوية  $S_1$  ، كان لدينا [ راجع المعادلة ( 2.6.127 ) ] :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{sp}} + k_{st} \quad (6.18)$$

وبسبب القيمة الكبيرة لعناصر مصفوفة ثنائي القطب  $\mu$  ، فإن العمر الإشعاعي  $\tau_{sp}$  قصير جداً ( بضعة نانوثانية ) . و بما أن  $k_{st}^{-1}$  أطول بكثير ( 100 ns ) فإن معظم الجزيئات ستتحل من السوية  $S_1$  بالتفلور ، وعلى هذا فإن التفلور الكمومي ( عدد الفوتونات المنبعثة بالتفلور مقسومة على عدد الذرات الموجودة في  $S_1$  ) يساوي تقريباً واحداً . و الواقع هو أنه سيكون لدينا :

$$\Phi = \tau / \tau_{sp} \quad (6.19)$$

إن عمر الحالة الثلاثية  $\tau_T$  يعتمد على ظروف التجربة و خصوصاً على كمية الأوكسجين المذاب في المحلول . إن العمر يمكن أن يتراوح من  $10^{-7}$  s في محلول مشبع بالأوكسجين إلى  $10^{-3}$  s أو أكثر في محلول خال من الأوكسجين deoxygenated .

## 6.4.2 مميزات ليزرات الصبغة Characteristics of Dye Lasers

يتبين مما سبق أن من البديهي أن نتوقع أن هذه المواد لها إمكانية لإظهار الفعل الليزري عند الأطوال الموجية التفلورية . و الواقع هو أن الانحلال السريع غير المشع



ضمن الحالة الفردية المثارة  $S_1$  يزيد إسكان سوية الليزر العليا بفاعلية كبيرة ، في حين أن الانحلال السريع غير المشع ضمن الحالة الأرضية يكون فعالاً في تفريغ سوية الليزر السفلى . ومن الملاحظ أيضاً أن محلول الصبغة شفاف إلى حد بعيد للأطوال الموجية التفلورية ( أي أن المقطع العرضي للامتصاص  $\sigma_a$  منخفض جداً ، أنظر الشكل 6.25 ) و الحقيقة هي أن تشغيل ليزرات الصبغة قد تأخر إلى عام (1966). والآن نلقي نظرة على المسببات لهذا التأخر : فواحدة من المشاكل هي العمر القصير جداً  $\tau$  للحالة  $S_1$  ، لأن قدرة الضخ اللازمة تتناسب عكسياً مع  $\tau$  . على الرغم من أن هذا يعوض إلى حد ما بالقيمة الكبيرة للمقطع العرضي ، إلا أن حاصل الضرب  $\sigma\tau$  [تذكر أن حد العتبة لطاقة الضخ تتناسب مع  $(\sigma\tau)^{-1}$  (راجع المعادلة 6.12) ] ما يزال حوالي  $10^3$  مرة أقل من ليزرات الحالة الصلبة مثل ليزر YAG : Nd . والمشكلة الثانية تنشأ من التبادل الداخلي. فإذا كانت  $\tau_T$  طويلة بالموازنة مع  $k_{ST}^{-1}$  ، فعندئذ تتجمع الجزيئات في الحالة الثلاثية  $T_1$  هذا يمهّد للامتصاص عن طريق الانتقال  $T_1 \rightarrow T_2$  » (الذي هو مسموح بصرياً) . و من سوء الحظ أن هذا الامتصاص يميل للحدوث في نفس منطقة الطول الموجي للتفلور (راجع مرة ثانية ، مثلاً الشكل 6.25) . و لهذا فهو عائق خطير للفعل الليزري . و الواقع هو أن من الممكن بيان أن الفعل الليزري المستمر يمكن حدوثه فقط إذا كانت  $\tau_T$  أقل من قيمة خاصة و هذه تعتمد على صفات مادة الصبغة.

ولإثبات هذا يجب أولاً ملاحظة أن منحني إصدار الفلورة للصبغة ( أنظر الشكل 6.25 ) يمكن وصفه بدلالة المقطع العرضي للانبعاث المتحرض  $\sigma_e$  . بالتالي، إذا كانت  $N_2$  الإسكان الكلي للحالة  $S_1$  ، فإن الربح ( غير المشبع ) عند طول موجي معطى الذي يعود له  $\sigma_e$  هو  $\exp(N_2 \sigma_e l)$  ، إذ  $l$  طول المادة الفعالة . الآن إذا جعلنا  $N_T$  إسكان الحالة الثلاثية  $T_1$  ، فالشرط اللازم للفعل الليزري هو أن الربح

الناشئ عن الإصدار المتعرض يزيد الخسارة الناشئة عن الامتصاص الثلاثي - الثلاثي أي أن :

$$\sigma_e N_2 > \sigma_e N_T \quad (6.20)$$

وفي حالة الاستقرار ، فإن معدل انحلال الإسكان الثلاثي  $N_T / \tau_T$  يجب أن يساوي المعدل في الزيادة الناشئة عن التبادل الداخلي  $k_{ST} N_2$  أي :

$$N_T = k_{ST} \tau_T N_2 \quad (6.21)$$

بتوحيد المعادلتين (6.20) و (6.21) نحصل على :

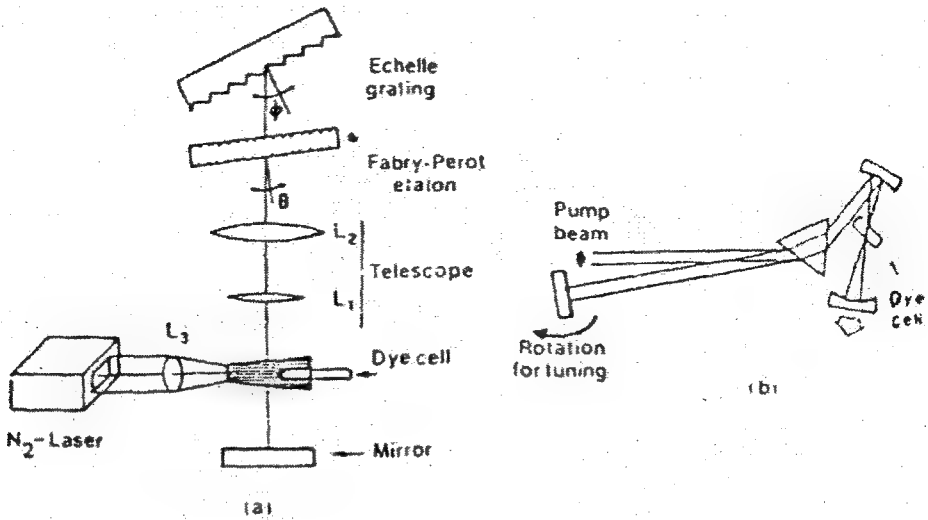
$$\tau_T < \sigma_e / \sigma_T k_{ST} \quad (6.22)$$

الذي هو شرط ضروري للفعل الليزري المستمر [ و إلى حد ما مكافئ للمعادلة (5.26) ] . إذا لم يتحقق هذا الشرط ، فإن ليزر الصبغة يمكن أن يعمل بالنظام النبضي فقط . و في هذه الحالة ، أمد نبضة الضخ يجب أن تكون قصيرة بما فيه الكفاية لضمان عدم تجمع إسكان مفرط في الحالة الثلاثية . و أخيراً المشكلة الثالثة الحاسمة تنشأ عن وجود تدرجات حرارية تحدث في السائل نتيجة الضخ . هذه التدرجات الحرارية تحدث تدرجات gradients في معامل الانكسار الذي بدوره يمنع الفعل الليزري . إن هذه التدرجات تحدث تأثيرات مشابهة في عدد من النواحي لتلك الناشئة عن التبادل الداخلي . إن كلا هاتين العمليتين تتسببان في إنهاء الفعل الليزري بعد تسليط الضخ لفترة معينة من الزمن . إلا أنه لحسن الحظ ، و كما ذكرنا سابقاً ، يمكن تقليل  $\tau_T$  إذا أضيف للمحلول مواد معينة ( مثل الأوكسجين ) ، في حين يمكن تقليل التأثيرات الحرارية أيضاً باستعمال ترتيب تجريبي ملائم .

لقد تم الحصول على الفعل الليزري النبضي من صباغات عديدة مختلفة باستعمال مخططات الضخ الآتية :

( أ ) مصابيح وميضية سريعة ( زمن صعودها أقل من  $1 \mu s$  ) ، ( ب ) نبضة قوية قصيرة من ليزر آخر، و غالباً يستعمل ليزر  $N_2$  لهذا الغرض ، لأن خرج هذا الليزر الذي يقع ضمن المنطقة فوق البنفسجية UV ملائم لضخ صباغات عديدة ، تتذبذب في المدى المرئي من الطيف .

إن مخطط الضخ هذا ذو كفاءة بشكل واضح ، و قد تم الحصول على أرباح عالية جداً و كفاءة تحويل (من الأشعة فوق البنفسجية إلى الضوء المرئي) بحدود 10% و بما أن كفاءة ليزر التروجين نوعاً ما منخفضة (  $0.2\% \sim$  ) لذلك استعملت ليزرات الإكسيمر ( في الأخص  $KrF$  ، و  $XeF$  ) على نحو متزايد لضخ ليزرات الصبغة .



الشكل 6.28

( أ ) ليزر الصبغة النبضي المضخ بواسطة ليزر  $N_2$  ،

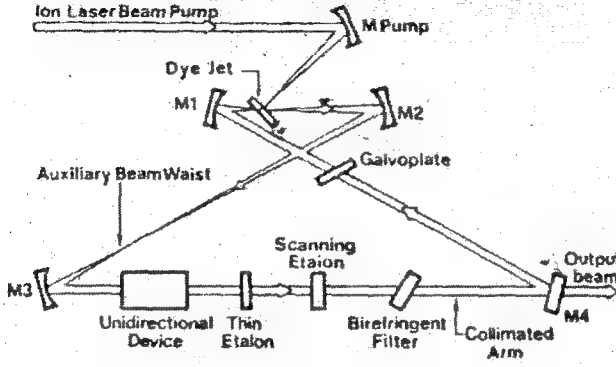
و ( ب ) ليزر الصبغة المستمر، المضخ بواسطة ليزر  $Ar^+$

يستعمل لكل من ليزر  $N_2$  و الإكسيمر ترتيب الضخ المستعرض ( أي أن اتجاه حزمة الضخ يكون عمودياً على محور المجاوبة ) ( راجع الشكل 6.28a )

ويستخدم التلسكوب المبين في الشكل لتكبير الحزمة على شبكة انعراج مدرجة ecchelle grating ( التي تستعمل لاختيار الطول الموجي راجع الشكل 5.7 ) و من ثم لزيادة الشدة التحليلية . يستخدم إيتالون فابري - بيرو ( راجع أيضاً الشكل 5.8 ) للتوليف الدقيق للطول الموجي لخرج الليزر . و قد تم الحصول على الفعل الليزري المستمر في عدد من ليزرات الصبغة مغطياً المدى المرئي من الطيف . و تتم عملية الضخ بوساطة ليزر مستمر آخر ( يستعمل عادة ليزر  $Ar^+$  ) ، و يستعمل عادة ترتيب الضخ الطولي ( أو القريب من الطولي ) مثل الذي هو مبين في الشكل 6.28b . إن وجود المؤشر المشتت في مجاوبة الليزر له فائدتان :

أ - توليف الطول الموجي لليزر ( راجع مرة ثانية الشكل 5.7 ) .

ب - السماح لحزمة ليزر الضخ أن تكون مفصولة عن حزمة ليزر الصبغة في المنطقة المبينة في الشكل . و بما أن حزمة ليزر الضخ تدخل من حول جوانب مرآة ليزر الصبغة بدلاً من أن تدخل من خلالها ، فليس هناك حاجة و الحالة هذه لاستعمال مرايا خاصة تكون شفافة للطول الموجي لحزمة الضخ و ذات انعكاسية عالية للطول الموجي للصبغة . من الأشكال المهمة لليزرات الصبغة المستمرة بنمط طولي منفرد هو المجاوبة الحلقية المبينة في الشكل 6.29 إن ضخ الليزر يتم أيضاً بوساطة ليزر الأيون ، و الصبغة تدور بنظام سائل متدفق و قد تم الحصول على تذبذب طولي منفرد و مسح ترددي frequency scanning بجمع مرشح مزدوج الانكسار و إيتالون مسح scanning etalon و إيتالون فابري و بيرو رقيق .



الشكل 6.29

ليزر صبغة حلقي بنمط طولي منفرد و استطاعة عالية .

والميزة الخاصة لهذا المجاوبة هي ، انه باستعمال جهاز موحد الاتجاه ، يمكن لحزمة الليزر أن تسير في اتجاه واحد فقط حول المجاوبة الحلقية ( المئين في الأسهم في الشكل ). و من ثم لا تتكون أمواج مستقرة في المجاوبة و خصوصاً ضمن وسط الصبغة و لذلك لا تحدث ظاهرة الإحراق المكاني *Spatial hole burning* . و لهذا نتيجتان ( أ ) من السهل جداً الحصول على تذبذب بنمط طولي منفرد و هذا واضح من المناقشة المتعلقة بالشكل 5.6 ، ( ب ) استطاعة الخرج للنمط المنفرد عالية ، لأن في هذه الحالة جميع المادة الفعالة ( بدلاً من فقط المناطق المحيطة بالقيم العظمى لنموذج الموجات المستقرة ) تسهم في الخارج الليزري و نتيجة لهذا ، أمكن الحصول على طاقات خرج حوالي عشر مرات أكبر من تلك الناتجة من ليزرات الصبغة التقليدية ذات النمط الواحد كما في النموذج المبين في ( الشكل 6.28b ) .

لقد تم الحصول على متوسط استطاعات خرج بلغت 100 W بكفاءة إلى حد ما أقل من 1 % من ليزرات الصبغة المضخة بمصباح وميض . و ميزة مهمة للليزرات الصبغة هي اتساع عرض نطاق تذبذبها ( ~10nm ) . و من الممكن مواءمة الطول

الموجي للحزمة الخارجة على عرض النطاق هذا باستعمال مجاوبات اصطفاء الطول الموجي Wave length selecting cavities كما تلك المبينة في الشكل 5.7 . إن عرض نطاق التذبذب الواسع مهم جداً أيضاً في عملية تثبيت النمط - Mode Locked operation .

لقد أمكن الحصول من ليزرات الصبغة المستمرة الموجة ( التي تضخ بليزر Ar\* ) بالترتيب الحلقي ، و بعد عملية تثبيت النمط على خارج ليزري نبضي أمد النبضة ~ 0.03 ps . و هذه أقصر نبضات تم الحصول عليها حتى الآن من الليزرات .

إن ليزرات الصبغة هي الآن واسعة الاستعمال في تطبيقات علمية و تقنية عديدة حينما يتطلب نبضات بأمد قصير أو توليف الطول الموجي . و لكن تحليل الصبغة بضوء الضخ تبقى ميزة غير ملائمة لهذه الليزرات .

## 6.5 الليزرات الكيميائية Chemical Lasers :

يعرف الليزر الكيميائي عادة بأنه الليزر الذي يحدث فيه انقلاب الإسكان بالتفاعل الكيميائي مباشرة . و وفقاً لهذا التعريف لا يمكن عد ليزر CO<sub>2</sub> ديناميكا الغلز من الليزرات الكيميائية . و عادة تستخدم الليزرات الكيميائية التفاعل الكيميائي بين العناصر الغازية . ففي هذه الحالة يترك جزء كبير من طاقة التفاعل بشكل طاقة اهتزازية للحزيئات . و لذلك فالانتقالات الليزرية غالباً ما تكون من نوع الدوراني - الاهتزازي ( الاستثناء الوحيد ربما تجدر الإشارة إليه هو ليزر التفكك الضوئي الكيميائي - photo chemical dissociation laser الذي سنأتي على وصفه فيما بعد ) ، و الأطوال الموجية

---

\* فمثلاً ، مزيج من H<sub>2</sub> ، F<sub>2</sub> و مواد أخرى ( 16 % من H<sub>2</sub> و F<sub>2</sub> تحت ضغط جوي ) له حرارة تفاعل تساوي 2000 J / liter و منها 1000 J تترك كطاقة اهتزازية .

المناظرة المتوفرة في الوقت الحاضر تقع بين  $3 \mu\text{m}$  و  $10 \mu\text{m}$  . هذه الليزرزات مهمة لسبيين أساسيين هما : ( أ ) هذه الليزرزات تقدم مثال مهم للتحويل المباشر للطاقة الكيميائية إلى طاقة كهرومغناطيسية . ( ب ) بما أن كمية الطاقة المتيسرة في التفاعل الكيميائي كبيرة جداً ، فيتوقع أن تكون الاستطاعات الخارجة عالية.

سندرس ليزر HF كمثال توضيحي لليزرزات الكيميائية . هذا الليزر يتذبذب على عدة خطوط اهتزازية - دورانية في نطاق  $2.6 \mu\text{m}$  إلى  $3.3 \mu\text{m}$  و يعطي استطاعات خرج مستمرة إلى حد  $10 \text{ kW}$  و طاقات نبضية إلى بضعة كيلوجول بكفاءة كيميائية تصل إلى حوالي  $10\%$  .

إن عملية الضخ الرئيسية لـ HF تأتي من التفاعل الكيميائي :



و بما أن حرارة التفاعل هي  $31.6 \text{ kcal / mole}$  ، فإن جزيئة HF يمكن أن تترك في حالة مثارة عند سوية اهتزازية حتى  $v = 3$  ( أنظر الشكل 6.30). و نتيجة لاختلاف معدلات الانحلال إلى السويات الاهتزازية المختلفة، فإن السوية  $v = 2$  يمتلك الإسكان الأكبر ، و ينشأ انقلاب إسكاني كبير إثر الانتقال:  $(v=1) \rightarrow (v'=1)$  .

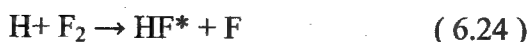
ومن الشكل يمكن ملاحظة أن أكثر من  $60\%$  من طاقة التفاعل تتحرر كطاقة اهتزازية . و يمكن بطريقة بسيطة إدراك السبب لماذا تترك جزيئة HF في حالة إثارة بعد التفاعل . لندرس التفاعل المعطى في المعادلة ( 6.23 ) .

وبسبب ألفة الإلكترون العالية لـ F ، فإن عند مسافات كبيرة يكون التفاعل المتبادل  $\text{F} - \text{H}_2$  شديد الرابطة ، و يؤدي إلى استقطاب كبير لتوزيع شحنة  $\text{H}_2$  و بما أن الإلكترون خفيف ، فالترابط HF يمكن أن يتشكل قبل تكيف البروتون إلى المسلفة

بين النوى الملائمة للحالة الإلكترونية الأرضية لـ HF . وهكذا هناك احتمالية كبيرة أن البروتون بعد التفاعل سيكون على مسافة أكبر من مسافة التوازن لرابطة HF وهذا بدوره يؤدي كلاسيكياً إلى الحركة الاهتزازية.

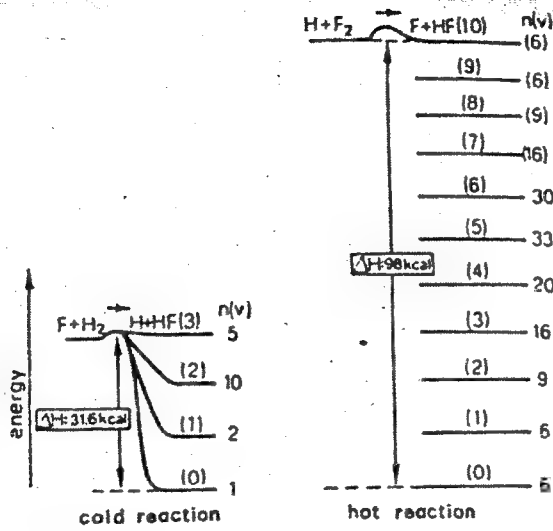
من الملاحظ أنه حتى يحدث التفاعل الكيميائي في المعادلة ( 6.23 ) ، يجب توفر الفلورين الذري . وهذا ينتج من تفكك جزيئات مانحة للفلورين مثل SF<sub>6</sub> أو F<sub>2</sub> الجزيئي ، يمكن أن يتم التفكك بعدة طرق مثلاً. بتصادم إلكترون في تفريغ كهربائي (SF<sub>6</sub> + e → SF<sub>5</sub> + F + e) . وعند استعمال الفلورين الجزيئي فإن جزيئات F<sub>2</sub> غير المتفككة يمكن أن تتفاعل مع الهيدروجين الذري

[الذي ينتج من التفاعل في المعادلة 6.23] ليعطي :



الفلورين الذري الناتج بهذه الطريقة يمكن أن يشارك مرة ثانية في تفاعل المعادلة ( 6.23 ) . وهذا يؤدي إلى تفاعل متسلسل chain reaction فيه عدد جزيئات HF المثارة يمكن أن تزيد كثيراً على عدد ذرات الفلورين المنتجة أولاً . ومن الملاحظ أن الطاقة الكيميائية للتفاعل (6.24) (الذي يساوي 98 kcal/mole) هو فعلياً أكبر من التفاعل في المعادلة ( 6.23 ) . وهذا يمكن أن يسبب إثارة جزيئة HF إلى سوية الاهتزاز  $v = 10$  ( الشكل 6.30 ) . إذاً فالتفاعل ( 6.24 ) ساعد على تأسيس انقلاب إسكاني بين السويات الاهتزازية المتنوعة لجزيئة HF . مما سبق ذكره يظهر أن الفلورين الجزيئي ربما يكون أكثر ملائمة من SF<sub>2</sub> للاستعمال في ليزر HF . و من ناحية ثانية فإن مزيج H<sub>2</sub> + F<sub>2</sub> أكثر صعوبة في الاستعمال من مزيج H<sub>2</sub> + SF<sub>6</sub> ، وحتى يمكن الأول أن يصبح مادة متفجرة .





الشكل 6.30

ضخ السويات الاهتزازية لجزيئة HF بواسطة تفاعلين  $H + F_2 \rightarrow F + HF^*$  و  $F + H_2 \rightarrow H + HF^*$  بواسطة تفاعلين  $n(v)$  الناتجة بهذه الطريقة مبين أيضاً.

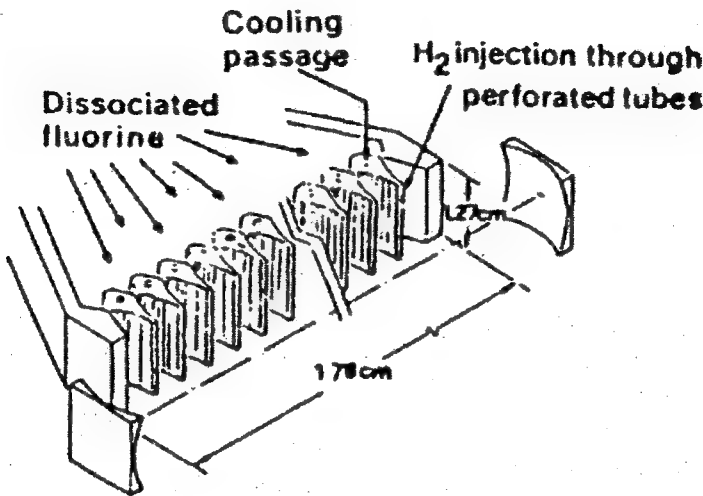
يمكن تصنيع ليزرات HF لتعمل إما بشكل نبضي أو مستمر ، ففي الليزرزات النبضية ، ينتج الفلورين الذري بالتصادمات بين مانحي الفلورين والإلكترونات المتولدة إما من تفريغ كهربائي أو من آلة حزمة - إلكترون إضافية . و عند استعمال تفريغ كهربائي ، فإن ترتيب الضخ المستعمل مشابه لليزر TEA CO<sub>2</sub> ، و يستعمل غالباً UV ما قبل التأين لضمان تفريغ أكثر انتظاماً . و عندما يستعمل الفلورين الجزيئي كعامل تفاعل reactant ، ينشأ تفاعل متسلسل والطاقة الخارجة لليزر يمكن أن تزيد على طاقة التفريغ الكهربائي أو حزمة الإلكترون . أما في ليزر الموجة المستمرة cw فإن الفلورين يتفكك بالحرارة من سخان قوسي نفث يستخدم فيه التفريغ الكهربائي القوسي ومن ثم يتمدد خلال فوهات فوق سمعية supersonic nozzles ( ~ Mach 4 ) ويمزج الهيدروجين الجزيئي عند نهاية المجرى و يتفاعل وفقاً

للمعادلة (6.23) (الشكل 6.31) . و تستعمل غالباً المجاوبة غير المستقرة لليزرات  
الاستطاعة العالية أو الطاقة العالية.

إن الفعل الليزري يحدث عند عدة انتقالات اهتزازية ، من  $0 \rightarrow 1$  إلى حد  
 $5 \rightarrow 6$  ( $\lambda = 2.7 - 3.3 \mu\text{m}$ ) و عند عدة خطوط دورانية ضمن كل انتقال اهتزازي،  
وكما ذكرنا سابقاً في حالة ليزر CO ، يوجد سببان لإمكان حدوث التذبذب عند  
خطوط عديدة أهمها : ( أ ) ظاهرة التعاقب Cascading .

والحقيقة أنه إذا أعطى الانتقال  $1 \rightarrow 2$  الفعل الليزري ( و عادة هو الانتقال  
الأقوى ) فسوف يستنفذ إسكان السوية 2 و يتجمع في السوية 1 .

ونتيجة لهذا يمكن أن يحدث الفعل الليزري عند الانتقالين  $2 \rightarrow 3$  و  $1 \rightarrow 0$ ،  
( ب ) ظاهرة انقلاب الإسكان الجزئي ( أنظر الشكل 6.21 ) الذي ربما يكون  
انقلاب الإسكان بين بعض الخطوط الدورانية حتى عندما لا يوجد انقلاب إسكان  
بين إجمالي الإسكانات للسويات الاهتزازية التي تعود لها.



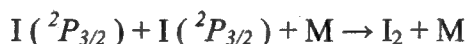
الشكل 6.31

الانتشار فوق الصوتي لليزر HF الكيميائي

إضافة إلى ليزر HF ، يجب الإشارة إلى ليزرات DF ، HCL ، و HBr تعمل بأنظمة مشابهة لنظام HF ، و تنجذب على المدى ( 5 μm — 3.5 ) . هذا المدى مهم لأنه يقع ضمن منطقة الطيف التي تكون عند نفاذية الجو جيدة . و كما ذكرنا سابقاً ، إن الليزرات الكيميائية من هذا الصنف يمكن أن تعطي إستطاعات ( أو طاقات ) عالية و بكفاءة جيدة . و تحذ مشكلات السلامة ( ربما يعد F<sub>2</sub> من أكثر العناصر المعروف تآكلاً و فعالية ) كثيراً من استخدام هذه الليزرات . و من ناحية ثانية ، مع أن ليزرات التفريغ الكهربائي ( باستعمال SF<sub>6</sub> ) متوفرة تجارياً ، يبدو أن أهم استخداماتها هي الاستخدامات العسكرية التي تتطلب طاقات عالية .

كمثال ثان لليزر الكيميائي سنذكر باختصار ليزر اليود الذري ينتمي هذا الليزر إلى صنف ليزرات التفكك الكيميائي الضوئي ( أو التفكك الضوئي photo dissociation ) . و يتولد اليود الذري من التفكك الضوئي لـ CH<sub>3</sub>I أو CF<sub>3</sub>I وحديثاً جداً من C<sub>3</sub>F<sub>7</sub>I . و عندما تمتص إحدى الجزيئات المذكورة في أعلاه ضوء طوله الموجي ( 300 nm ~ ) من مصباح ومضي قوي فإنها ستفكك

ويؤدي هذا التفكك إلى إنتاج يود ذري في الحالة المثارة <sup>2</sup>P<sub>1/2</sub> . بمعدل أكبر من الحالة الأرضية <sup>2</sup>P<sub>3/2</sub> . و هكذا يحدث التذبذب الليزري عند الخط <sup>2</sup>P<sub>3/2</sub> — <sup>2</sup>P<sub>1/2</sub> ( λ = 1.315 μm ) . هذا الخط ممنوع كانتقال لشائي القطب الكهربائي و لكنه مسموح به كانتقال لشائي القطب المغناطيسي . و بما أن عمر الانبعاث التلقائي المناظر طويل جداً ( في حدود الملي ثانية ) ، فإن عمر الحالة <sup>2</sup>P<sub>1/2</sub> يحدده التخميد بالتصادم Collisional deactivation أما عمر الحالة الأرضية <sup>2</sup>P<sub>3/2</sub> فيتحدد بعملية إعادة الاتحاد لثلاثة أجسام :



إذ أن M ذرة أو جزيئة أخرى في مزيج الغاز ( He , I<sub>2</sub> ) . وهذا العمر نموذجياً يساوي 100 μs . إن خصائص ليزر اليود تقع إلى حد ما وسطاً بين نموذج ليزر الغاز و نموذج ليزر الحالة الصلبة المضخ بصرياً . وبما أن اليود في حالة غازية فيجب احتوائه داخل أنبوب زجاجي ( شكل 6.3 ) تماماً كما في غاز آخر . و من ناحية ثانية فإن ليزر اليود مشابه للليزرات الحالة الصلبة في ناحيتين ( أ ) يضخ بوميض في ترتيب هندسي مشابه لذلك المستعمل للليزرات الحالة الصلبة ( الشكل 3.2 ) . ( ب ) إن خط الليزر هو الانتقال الممنوع لثنائي القطب الكهربائي كما في حالة ليزر اليافوت و Nd<sup>3+</sup> . إن الخاصية الأخيرة ذات أهمية خاصة . و معناها أن عمر الحالة العليا يكون طويلاً لليزر اليود

ولهذا السبب يمكن إنشاء انقلاب إسكان كبير مما يجعل ليزر اليود ( مع ليزرات Nd : glass و CO<sub>2</sub> ) بين الأنظمة المهمة جداً لخرج ليزري ذي استطاعة عالية ( أكبر من 500 J ) .

## 6.6 ليزرات شبه الموصل : Semiconductor Lasers

تطرقنا في دراستنا حتى الآن للأنظمة الذرية و الجزيئية ، التي سويات طاقتها تعود لتوابع موجية متمركزة ، أي التي تعود إلى ذرات أو جزيئات منفردة . ولأن في حالة بلورات أشباه الموصلات لا يمكننا التكلم عن تابع موجي لذرة منفردة ، بل من الضروري التعامل مع تابع الموجة الذي يعود إلى البلورة ككل . و كذلك لا يمكننا دراسة سويات الطاقة للذرات المنفردة .

## 6.6.1 الخصائص الفيزيائية الضوئية لليزرات أشباه الموصل

### Photo physical properties of semiconductor Lasers :

يمثل الشكل ( 6.32 ) سوياات الطاقة لشبه موصل مثالي. إن طيف سوياات الطاقة يتكون من نطاقات واسعة جداً broad bands و هذه الأنظمة هي : نطاق التكافؤ valence band V و نطاق التوصيل conduction band C مفصول أحدهما عن الآخر بمنطقة محظورة الطاقات ( The band gab ) . يتكون كل نطاق في الواقع من عدد كبير من حالات الطاقة المتقاربة جداً.

ووفقاً لقاعدة الاستثناء لباولي Pauli exclusion principle فإن من الممكن أن يوجد إلكترونان فقط ( بلفين متعاكسين ) يشغلان كل حالة من حالات الطاقة ولذلك ، فإن احتمالية الانشغال f(E) Probability of occupation لحالة معينة طاقتها E تعطى بإحصائيات فيرمي - ديراك Fermi - Dirac بدلاً من إحصائيات ماكسويل - بولتزمان ، و هكذا :

$$f(E) = \{1 + \exp[(E - F)/kT]\}^{-1} \quad (6.25)$$

إذ إن F طاقة ما يسمى بمستوى فيرمي Fermi Level . إن هذا السوية لها الأهمية الفيزيائية الآتية فعندما  $0 \rightarrow T$  نحصل على :

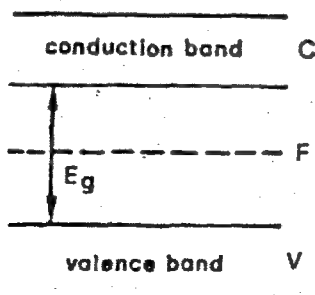
$$f = 1 \quad (\text{عندما } E < F)$$

$$f = 0 \quad (\text{عندما } E > F)$$

ولهذا فإن السوية تمثل الحد بين السويات المشغولة كلياً و السويات الفارغة كلياً عندما  $T = 0^\circ K$  . في أشباه الموصلات غير المنطبقة nondegenerate

semiconductors تقع سووية فيرمي داخل النطاق الممنوع ( أنظر الشكل 6.32 )  
ولذلك عند  $T = 0^\circ\text{K}$  يكون نطاق التكافؤ ممنوع مملوء تماماً

ونطاق التوصيل فارغ تماماً. من الممكن بيان أنه تحت هذه الشروط سيكون  
شبه الموصل عديم التوصيل. وإذا فهو عازل . لاحظ أيضاً أن سووية فيرمي له معنى  
فيزيائي آخر : عند أي درجة حرارة يكون  $f(F) = 1/2$ .



الشكل 6.32

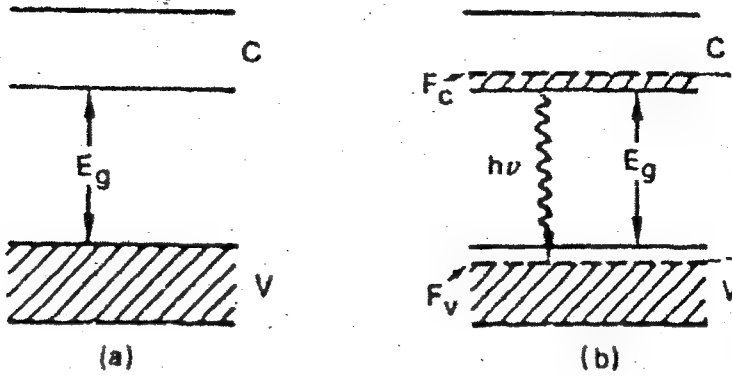
نطاق التكافؤ ، نطاق التوصيل ، و سووية فيرمي لشبه الموصل

بعد هذه الملاحظات التمهيديّة ، نستطيع أن نبدأ الآن بوصف أساس عمل ليزر  
شبه الموصل. و لأجل التبسيط ، سنفرض أولاً أن شبه الموصل عند درجة حرارة  $T = 0^\circ\text{K}$   
( أنظر الشكل 6.30a ، إن المساحة المظلمة في الشكل تمثل حالات طاقة ممتلئة  
تماماً ). و الآن لنفرض أن إلكترونات بطريقة ما قد رفعت من نطاق التكافؤ إلى  
نطاق التوصيل. بعد فترة زمنية قصيرة جداً (  $\sim 10^{-13} \text{ s}$  ) ستكون الإلكترونات في  
نطاق التوصيل قد سقطت إلى السويات الدنيا في ذلك النطاق، و أية إلكترونات قريبة  
من قمة نطاق التكافؤ أيضاً ستكون قد سقطت إلى السويات الدنيا غير المشغولة.

وهكذا تبقى المنطقة العليا لقطاع التكافؤ مملوءة "بالفجوات" holes . وهذا يعني وجود انقلاب في الإسكان بين قطاع التكافؤ و قطاع الناقلية ( لاحظ الشكل 6.33b ) . إن الالكترونات في قطاع الناقلية تسقط في قطاع التكافؤ ( أي تتحد ثانية مع الفجوات ) باعثة فوتوناً في عملية ( إعادة الاتحاد الإشعاعي recombination radiation ) ، و عند توفر انقلاب في الإسكان بين قطاع التوصيل و قطاع التكافؤ كما هو مبين في الشكل 6.30b ، فإن عملية الإصدار المتحرض لإعادة الاتحاد الإشعاعي ستنتج التذبذب الليزري عندما يوضع شبه الموصل داخل مجاوبة ملائمة ومن الشكل 6.30b يمكن ملاحظة أن تردد الإشعاع الصادر يجب أن يستوفي الشرط:

$$E_g < h\nu < F_c - F_v \quad (6.26)$$

الذي يحدد عرض قطاع الربح لشبه الموصل .



الشكل 6.33

أساس عمل ليزر شبه الموصل.

والآن لندرس الحالة عندما يكون شبه الموصل عند درجة حرارة  $T > 0$  .

وبالرجوع مرة ثانية إلى الشكل 6.33b ، نلاحظ أنه على الرغم من أن شبه الموصل ككل ليس في توازن حراري ، فإنه سوف ينتج التوازن ضمن قطاع منفرد في زمن قصير جدا ، و لذلك يمكن التحدث عن احتمالية الإشغال  $f_v$  و  $f_c$  لقطاعي التكافؤ و الناقلية كل على حدا إذ أن  $f_v$  و  $f_c$  تعطى بنفس صيغة معادلة ( 6.25 ) أي:

$$f_v = \{1 + \exp[(E - F_v)/kT]\}^{-1} \quad (6.27a)$$

$$f_c = \{1 + \exp[(E - F_c)/kT]\}^{-1} \quad (6.27b)$$

إذ أن  $f_v$  و  $f_c$  طاقات ما تسمى بشبه سويات فيرمي quasi - Fermi Levels لقطاعي التكافؤ و الناقلية على التوالي. من المعادلة ( 6.27 ) و من الملاحظات التمهيدية ، نلاحظ أنه مثلا ، عندما  $T = 0^\circ K$  ، هذه السويات تفصل بين المنطقتين zones المشغولة كليا و الفارغة كليا لكل نطاق . من الواضح أن قيم  $f_v$  و  $f_c$  تعتمد على عدد الإلكترونات المرفوعة بعملية الضخ إلى قطاع الناقلية بعد إدخال المفهوم لشبه سويات فيرمي ، يمكن بسهولة الحصول على الشرط الضروري للفعل الليزري على فرض أن عدد الإصدارات المحرزة يجب أن تكون أكبر بكثير من عمليات الامتصاص . ( الزيادة تكون ضرورية للتغلب على خسائر المجاوبة ) . إن كلتا العمليتين تتناسب و حاصل ضرب عدد الفوتونات الموجودة في المجاوبة و معامل B للانتقال . و من ناحية ثانية ، فإن معدل الإصدار المتحرض أيضا سوف يتناسب و حاصل ضرب احتمالية إشغال السوية العليا مع احتمالية عدم إشغال السوية السفلى ، في حين أن معدل الامتصاص سيتناسب و حاصل ضرب احتمالية إشغال السوية السفلى مع احتمالية عدم إشغال السوية العليا . و لذلك ، للحصول على الإصدار المتحرض يجب أن يستوفى الشرط الآتي :

$$Bq[f_c(1 - f_v) - f_v(1 - f_c)] > 0 \quad (6.28)$$



عدم المساواة هذه معناها أن  $f_c < f_v$  . و من المعادلة ( 6.25 ) يعني هذا أن :

$$F_c - F_v > E_2 - E_1 = h\nu \quad (6.29)$$

إذ إن  $E_1$  و  $E_2$  سوية الطاقة العليا و السفلى على التوالي . و هكذا أعدنا اشتقاق واحدة من العلاقتين اللتين وجدنا سابقاً باستخدام طريقة حدسية عندما  $T = 0^\circ K$  [ راجع المعادلة ( 6.28 ) ] . من ناحية ثانية ، فإن هذا الاشتقاق يبين أن العلاقة تصح لأي درجة حرارة ( طالما أن مفهوم شبه سويا ت فيرمي يبقى صحيح ) و فضلاً عن ذلك ، تم إثبات أن المعادلة ( 6.29 ) هي نتيجة الشرط الأساس بأن عمليات الإصدار المتعرض يجب أن تزيد على عمليات الامتصاص . و فيما يتعلق بهذا فإن المعادلة ( 6.29 ) تبدو بأنها مكافئة للشرط ( 5.26 ) لليزر السويات الأربعة .

## 6.6.2 مميزات ليزرات شبه الموصل

### Characteristics of Semiconductor Lasers :

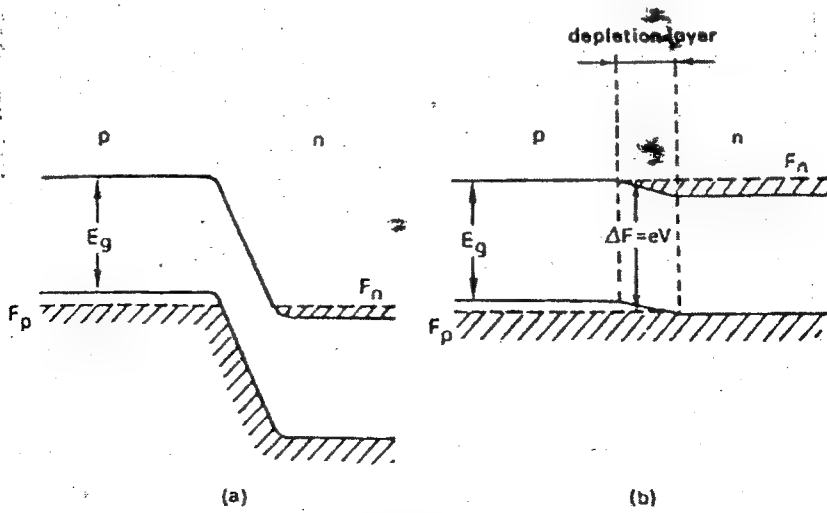
تتم عمليات الضخ في ليزر شبه الموصل عادة بتحضير شبه الموصل على شكل صمام ثنائي ( دايدود ) على شكل توصيل p - n Junction diode p - n وتكون المنطقتان من النوع p و النوع n ذات انحلال عال . إي أنها مطعمة بتركيز عال ( تركيز المانح doner و القابل acceptor أكثر من  $10^{18}$  ذرة / سم<sup>3</sup> ) و من الواضح في هذه الحالة أن يحدث انقلاب للإسكان في منطقة الاتصال .

سندرس أول مثال لليزر الاتصال Junction Laser عندما يتكون نوع p ونوع n من مادة واحدة ( مثلاً GaAs ) و متصلة مباشرة لتشكيل منطقة الاتصال ( و لذلك يدعى الاتصال المتجانس homo Junction ) و أول ليزر شبه موصل كان من هذا النوع<sup>(30,31)</sup> . أن الأساس عمل الدايدود المتركب بهذه الطريقة موضح في الشكل 6.31 . و بما أن المادتين مطعمة بكثافة عالية ، فإن سوية فيرمي  $F_p$  لشبه الموصل نوع

p يقع ضمن قطاع التكافؤ ، و سوية فيرمي  $F_n$  لشبه الموصل نوع n يقع ضمن قطاع الناقلية . ويمكن بيان أنه بدون تطبيق كمون ، فإن سويتي فيرمي تقعان على نفس الخط الأفقي ( الشكل 6.34a ) . أي لهما نفس الطاقة . و عند تطبيق كمون  $V$  ، تنفصل السويتان بمقدار :

$$F = eV$$

$$(6.28)$$

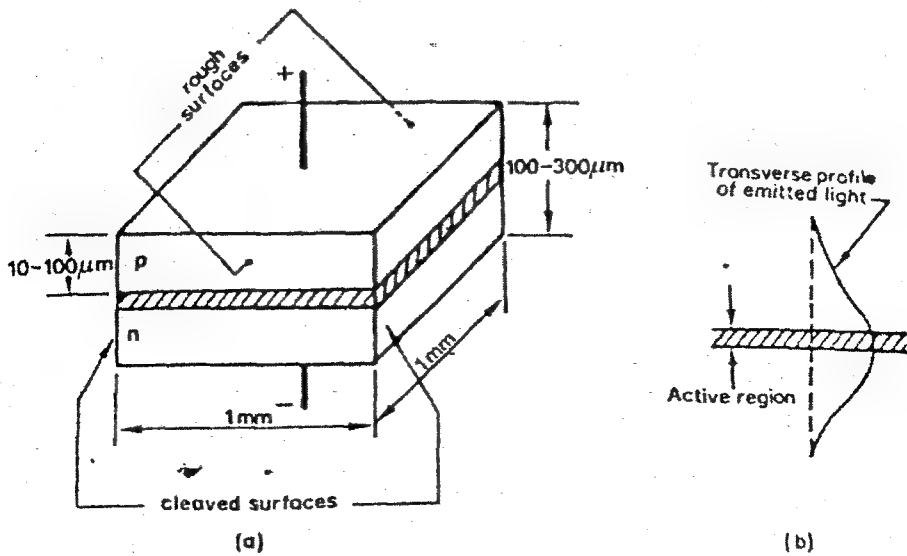


الشكل 6.34

أساس عمل ليزر شبه الموصل للاتصال p - n  
(a) عدم وجود انحياز ، (b) انحياز أمامي

وهكذا ، إذا كان الديود منحازاً إلى الأمام forward biased ، فإن سويات الطاقة ستكون كما هي مبينة في الشكل 6.31b . و نلاحظ من الشكل أن انقلاب الإسكان قد حصل في ما يسمى بطبقة الاستنزاف depletion Layer للوصلة p - n إن ما يحدثه الانحياز الأمامي أساساً هو حقن الإلكترونات في طبقة الاستنزاف من نطلق التوصيل للمادة نوع n و حقن الفجوات holes من قطاع التكافؤ للمادة نوع p . وأخيراً ، نلاحظ بما أن  $V \approx E_g / e$  . فبالنسبة لليزر GaAs نجد  $V \approx 1.5 V$  .

يبين الشكل 6.35 رسماً تخطيطياً لليزر الاتصال p - n و المنطقة المظلمة تمثل طبقة الاستتراف . و من الملاحظ أن أبعاد الديود صغيرة ، و سمك طبقة الاستتراف عادة صغير جداً (  $0.1 \mu\text{m}$  ) . و للحصول على الفعل الليزري يتم صنع الوجهين الطرفين متوازيين ، بواسطة الانفلاق Cleavage على طول سويات البلورة . أما الوجهان الآخران فيتركان غير مصقولين لإيقاف التذبذب في الاتجاهات غير المرغوب فيها .



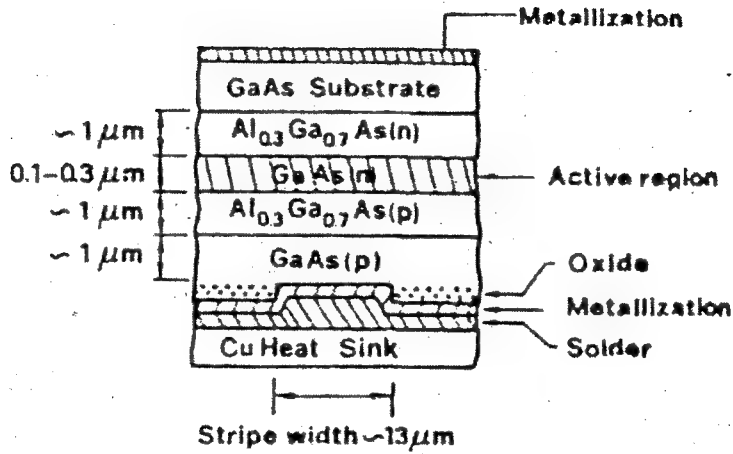
الشكل 6.35

(a) رسم تخطيطي لليزر شبه الموصل ، (b) التوزيع المستعرض لشدة الضوء.

إن السطحين الطرفين غير مزودين بطبقة عاكسة ، لأن معامل الانكسار لشبه الموصل عالية جداً ، و لهذا تكون انعكاسية سطح الموصل - هواء عالية (  $\sim 35\%$  ) و المنطقة الفعالة تتكون من طبقة سمكها حوالي  $1 \mu\text{m}$  ، أي أنها أوسع بعض الشيء من منطقة الاستتراف . و بسبب الحيود فالبعد المستعرض لحزمة الليزر تكون بدورها

أكبر بكثير من عرض المنطقة الفعالة ( $40 \mu\text{m}$  ~) (الشكل 6.35b) . ولهذا فإن حزمة الليزر تمتد إلى حد بعيد داخل المنطقتين p و n . ومن ناحية ثانية ، بما أن الأبعاد المستعرضة للحزمة ما تزال صغيرة جداً ، فإن الحزمة الخارجة يكون لها تفرق كبير نوعاً ما ( إلى بضع درجات ) . وأخيراً نشير إلى أنه عند درجة حرارة الغرفة فإن حد العتبة لكثافة التيار لليزر الاتصال المتجانس هو فعلاً عال (  $10^5 \text{ A/cm}^2$  ~ GaAs ) وهذا ناشئ عن الخسائر العالية لنمط المجاوبة الممتدة بعيداً داخل المنطقتين p و n ( إذ يهيمن الامتصاص على الريح ) إلا أن كثافة التيار تقل بسرعة مع انخفاض درجة حرارة التشغيل [ تقريباً مع  $\exp ( T / T_0 )$  ، إذ إن قيمة  $T_0$  ومدى صحة التعبير الرياضي تتغيران من شبه موصل إلى آخر ] . إن هذا نتيجة للحقيقة أن بانخفاض درجة الحرارة ، تزداد  $f_c(1-f_v)$  وتقل  $f_v(1-f_c)$  . ومن ثم فالريح الذي يعتمد على  $f_c(1-f_v) - f_v(1-f_c)$  يزداد بسرعة ، راجع المعادلة 6.26 . ونتيجة لهذا فإن ليزرات الوصلة المتجانسة يمكن أن تعمل بصورة مستمرة فقط عند درجات الحرارة المنخفضة جداً cryogenic temperature . وهذا يشكل تحديداً لهذا النوع من الليزر .

وللتغلب على هذه الصعوبة ، استعملت ليزرات الاتصال المختلف ، الشكل (6.36) يبين مثلاً لليزر GaAs ذي الوصلة المختلفة المضاعفة GaAs double heterojunction . في هذا الدايدود يوجد منطقتي اتصال . [  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(p)$  - GaAs ، و  $\text{GaAs} - \text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}(n)$  ] بين مواد مختلفة . تتكون المنطقة الفعالة من طبقة رقيقة من GaAs ( $0.1 - 0.3 \mu\text{m}$ ) . يمثل هذا الدايدود يمكن تقليل حد العتبة لكثافة التيار للتشغيل عند درجات حرارة الغرفة بمحدود رتبة  $10^2$  مرة ( أي إلى حوالي  $10^3 \text{ A/cm}^2$  ) بالمقارنة بليزر الوصلة المتجانسة . وبهذا من المحتمل التشغيل المستمر cw عند درجة حرارة الغرفة .



الشكل 6.36

رسم تخطيطي للليزر شبه الموصل ذي الوصلة المختلفة المضاعفة  
المنطقة الفعالة تتكون من طبقة GaAs (n) المنطقة المظلمة .

إن الانخفاض في حد العتبة لكثافة التيار ناشئ عن التأثير المشترك لثلاثة عوامل:

( أ ) معامل انكسار GaAs ( $n \approx 3.6$ ) أكبر من معامل انكسار ( $n \approx 3.4$ )

$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  ، وهذا يوفر تركيب دليل موجة بصري optical Waveguide .  
وهذا يعني أن نمط الليزر سيحجز في طبقة GaAs ، أي في منطقة الربح ، على عكس  
الحالة في دايود الوصلة المتجانسة ، إذ هنا لا تمتد أطراف الحقل إلى داخل المناطق غير  
المضيئة ( منطقة الامتصاص ) .

( ب ) عرض القطاع الممنوع band gap لـ  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  ( $\sim 1.8 \text{ eV}$ )

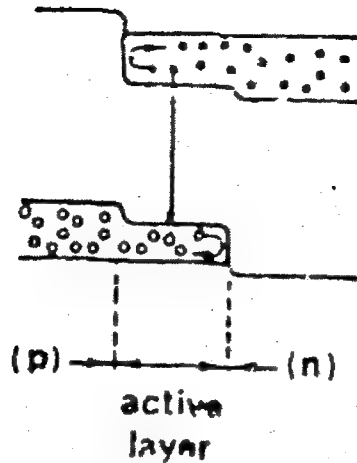
أكبر منه في GaAs ( $\sim 1.5 \text{ eV}$ ) . و لذلك تتكون حواجز طاقة energy barriers عند  
الاتصالين التي تحصر بفاعلية الفجوات و الإلكترونات المحقونة في الطبقة الفعالة

(الشكل 6.37) . لكثافة معينة من التيار ، سيزداد تركيز الفجوات و الالكترونات في الطبقة الفعالة ، و من ثم سيزداد الريح أيضاً.

( ج ) إن مقدرة الديود على تبديد الحرارة قد تحسنت إلى حد بعيد . و قد تم الحصول على هذا بتثيit الطبقة السفلية ( p ) GaAs على لوح من النحاس ( أو القصدير ) ، إذ يعمل اللوح على تصريف الحرارة بسبب كتلته وتوصيله الحراري .

إن ليزرات شبه الموصل تغطي مدى واسعاً من الأطوال الموجية ، من حوالي  $0.7 \mu\text{m}$  إلى ما يقرب من  $30 \mu\text{m}$  . و في الوقت الحاضر ربما يعد  $\lambda = 0.84$  GaAs (  $\mu\text{m}$  ) أهم ليزر شبه موصل . و قد أمكن الحصول على إستطاعات خرج مستمرة إلى بضعة ملي واطات (  $5 - 10 \text{ mW}$  ) عند درجة حرارة الغرفة بإجمالي تدرج في الكفاءة بحوالي 10 % . إن الكفاءة الكمومية الداخلية (نسبة الناقلات المحقونة التي تتحد ثانية إشعاعياً radiatively ) تكون أعلى ( 70 % ) . و لذلك تعد ليزرات شبه الموصل من بين أعظم الليزرات كفاءة . و من الملاحظ أنه بسبب اتساع عرض نطاق التذبذب (الذي هو حوالي  $10^{11} \text{ Hz}$  لـ GaAs ) ، فإن احتمالات عملية تثيit النمط تكون ملفقة للانتباه و قد تم الحصول على نبضات أمدها 5ps بعملية تثيit النمط غير الفعالة Passively mode – Locked لليزرات GaAs . و من الملاحظ أن المركبات ثلاثية العناصر ternary compound مثل  $\text{Ga}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)$  يمكن استعمالها أيضاً . ويتراوح الطول الموجي المتذبذب من  $\lambda = 0.84$  (  $x = 0$  ) إلى (  $x = 0.4$  )  $0.64 \mu\text{m}$  و هكذا من المحتمل تغيير الطول الموجي للخارج الليزري باستمرار ، بتغيير التركيب . إن ليزرات زرنيخات الغاليوم تستعمل بمثابة مصادر في الاتصالات البصرية . التي تستخدم فيها الألياف البصرية optical fibers وسطاً ناقلاً . و قد تم

الحصول على الليزر GaAs ذات الاتصال المختلف المضاعف التي عمرها يزيد على  $10^6$  h . إن ليزر GaAs مهم أيضاً في عدد من التطبيقات التي تتطلب فقط ليزراً ذو استطاعة منخفضة (مثل القراءة البصرية optical reading) إذ لا يوجد ضرر من استعمال الأشعة تحت الحمراء بدلاً من الضوء المرئي. ولقد طورت في الوقت الحاضر ليزرات شبه الموصل المختلف الاتصال و المضاعف ذات طول موجي إما  $\lambda \approx 1.3 \mu\text{m}$  أو  $\lambda \approx 1.6 \mu\text{m}$  ، إذ أن الخسارة الدنيا لليف الكوارتز تقع عند هذين الخططين . عند هذا نجد أن أهم شبه موصل للمنطقة الفعالة هو سبيكة رباعية العناصر  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  ، في حين أن طرفي الاتصال p و n يمكن أن يصنعا من مركب ثنائي Inp . يتطابق النسق البلوري للسبيكة الرباعية و Inp، إذا كانت  $y = 2.2x$  . و باختيار مناسب لـ x يمكن مواءمة الطول الموجي المنبعث من 0.92 إلى  $1.5 \mu\text{m}$



الشكل 6.37

نطاق الطاقة لليزر شبه الموصل المختلف الاتصال المضاعف .

ومما يجب ذكره أنه من بين ليزرات شبه الموصل المتنوعة هي ليزرات الملح الرصاصي  $\text{Lead salt}^{(38)}$  ، وجميعها تنذبذب في المنطقة تحت الحمراء الوسطى والبعيدة، و على الأخص المركبات ثلاثية العناصر  $\text{pbS}_{1-x}\text{Se}_x$  (4 - 8.5  $\mu\text{m}$ ) ، و  $\text{pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  (6.5 - 32  $\mu\text{m}$ ) ، و  $\text{pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$  (9 - 30  $\mu\text{m}$ ) . و تتطلب عملية الليزر في هذه الحالات درجات حرارة منخفضة جداً (  $T \approx 77^\circ\text{K}$  ) للعملية المستمرة ( cw ) . لكل قيمة تركيبيية  $x$  ، يمكن مواءمة الطول الموجي للأشعة المنبعثة بتسليط مجال مغناطيسي أو بتسليط ضغط هيدروستاتي أو بتغيير تيار الدايدود ( تأثير حراري ) . إن التطبيقات النموذجية لليزرات الملح الرصاصي هي في حقن دراسة الطيف تحت الحمراء

وخصوصاً عندما يتطلب دقة تحليل عالية و عرض الخط للأشعة المنبعثة يمكن جعله ضيقاً جداً ( مثلاً ، حوالي 50 kHz لـ  $\text{pb Sn Te}$  )



## مسائل

6.1 أذكر أربعة ليزرات تستخدم وسط فعال منخفض الكثافة المادية ، وتقع أطوال أمواجها في المجال تحت الأحمر من الطيف .

6.2 اذكر أربعة ليزرات تستخدم وسط فعال متوسط الكثافة المادية ، وتقع أطوال أمواجها في مجال U.V الأشعة فوق البنفسجية وحتى منطقة الأشعة السينية اللينة soft x-ray . ماهي المشاكل التي نواجهها لإنجاز الفعل الليزري في مناطق U.V أو x-ray ؟

6.3 نحتاج في تطبيقات الشغل على المعدن على ليزر مستمر الحزمة c.w و طاقة خرجة  $P_{output} > 1\text{kw}$  . أي من الليزرات يؤمن هذه الاحتياجات ؟

6.4 يصاحب الانتقال الموافق 514-n.m في ليزر أيون الأرجون توسيع دوبلر لعرض خطه ويصبح  $\approx 3.5\text{GHz}$  . طول حجرة مجاوبة الليزر يساوي 100cm ؛ وعندما يضخ ثلاث مرات فوق العتبة ، يصدر الليزر طاقة تساوي 4w على نمط اهتزاز  $TEM_{00}$  . افرض أن أحد أنماط الاهتزاز  $TEM_{00}$  يتطابق مع مركز خط الربع ، احسب عدد أنماط الاهتزاز  $TEM_{00}$  المتوقع اهتزازها .

6.5 اعتبر ليزر أيون الأرجون الموصوف في المسألة السابقة وافرض أن الليزر ذي نمط مثبت mode-locked- بواسطة معدل فوق صوتي . أحسب (a) مدة حياة والقيمة العظمى peak لطاقة نبضات النمط المغلق ؛ (b) تردد الهزاز RF .

6.6 افرض أن الرابطة بين ذرتي نيتروجين في جزيئة  $N_2$  يمكن تمثيلها بنابض له ثابت مرونة مناسب . فإذا علمت تردد الاهتزاز في شكل 6.10 ، والكتلة الذرية m ،

أحسب ثابت المرونة . قارن هذا الثابت مع الممكن الحصول عليه من منحني الحالة الأرضية في الشكل 6.19 .

6.7 بين أن ثابت المرونة في الرابطة N-N يساوي الذي للرابطة المزدوجة في جزيئة CO ، وطول الموجة الموافقة للانتقال  $(v=0) \rightarrow (v'=1)$  في جزيئة النيتروجين  $N_2$  يساوي تقريباً الذي لجزيئة CO

6.8 افرض أن كلاً من الرابطين أو كسيجين - كربون في  $CO_2$  يمكن تمثيلها بنابض ثابت مرونته  $k$  . وافرض أنه لا يوجد تفاعل بين ذرتي الأوكسجين فإذا علمت التردد  $\nu_1 = 1337 cm^{-1}$  ، احسب هذا الثابت .

6.9 إذا علمت ثابت المرونة  $k$  بين رابطتي أو كسيجين كربون في المسألة السابقة 6.8 ، احسب التردد المتوقع  $\nu_3$  لنمط اهتزاز لا متناظر وقارن النتيجة مع القيمة التي تراها في الشكل 6.9 .

6.10 بين أن كل من الرابطين C-O في جزيئة  $CO_2$  لا يمكن تمثيلهما بنابض مرنة إذا الاهتزازات التوافقية تطابق تردد نمط انحناء  $\nu_2$  يجب أن يكون تم حسابه .

## الفصل السابع

### تطبيقات الليزر

7.1 مقدمة

7.2 التطبيقات في الفيزياء والكيمياء

7.3 التطبيقات في علم الأحياء والبيولوجيا

7.4 تطبيقات في الاتصالات البصرية

7.5 تطبيقات في الهولوجرافية والهولوجرافية الرقمية

7.6 تطبيقات الليزر في علوم الطب

7.7 تطبيقات الليزر في الصناعة

7.8 تطبيقات الليزر في الزراعة والإنشاءات والطرق

## تطبيقات الليزر Applications of Lasers

### 7.1 مقدمة Introduction :

إن تطبيقات الليزر في الوقت الحاضر متعددة جداً وتغطي مجالات مختلفة في العلوم والتكنولوجيا وتشمل الفيزياء والكيمياء وعلم الأحياء والإلكترونيات والطب وعلى العموم ، هذه التطبيقات هي نتيجة مباشرة للمميزات الخاصة لضوء الليزر الواردة في الفصل السابع . وسنقتصر في هذا الفصل ، على شرح أسس عدد من هذه التطبيقات على حين نشير إلى مصدر آخر لوصف أكثر تفصيلاً لكل تطبيق خاص سوف نصنف التطبيقات كالاتي (1) التطبيقات في الفيزياء والكيمياء . (2) التطبيقات في علم الأحياء والطب . (3) التطبيقات في الاتصالات البصرية . (4) التطبيقات في الهولوجرافية و الهولوجرافية الرقمية .

### 7.2 التطبيقات في الفيزياء والكيمياء Application in physics and chemistry :

لقد اعتمد اختراع الليزر وتطوراته اللاحقة على المعرفة الأساسية المستقاة من حقول الفيزياء وإلى حد ما الكيمياء . وهذا فمن الطبيعي أن تكون من بين أول الدراسات هي تطبيقات الليزر في الفيزياء والكيمياء .

في الفيزياء ، برزت ميادين جديدة للبحث وحفز البحث بصورة خاصة مثيرة في عدد من الحقول التي كانت موجودة في ذلك الحين . ويجب أيضاً الاعتراف بأن

دراسة سلوك الليزر وتفاعل أشعة الليزر مع المواد هي بحد ذاتها موضوعات جديدة للدراسة ضمن حقل الفيزياء . وهناك مثال خاص مهم لموضوع البحث هو البصريات اللاخطية .

إن الشدة العالية لحزمة الليزر جعلت من الممكن مشاهدة ظاهرة جديدة تنشأ من الاستجابة اللاخطية للمادة . ونذكر بالأخص العمليات الآتية : (أ) توليد التوافقيات التي يمكن بواسطتها إذا أثرت مواد معينة بحزمة ليزر ترددها  $\nu$  ، أن تنتج حزمة مترابطة جديدة ترددها  $2\nu$  (التوافقية الثانية) وحزمة أخرى ترددها  $3\nu$  (التوافقية الثالثة) ... الخ ، (ب) الانتثار المتحرض . في هذه الحالة تتفاعل أشعة الليزر الساقطة التي ترددها  $\nu$  مع حالة مثارة للمادة عند تردد  $\nu_q$  (مثال: موجة صوتية) لإنتاج حزمة مترابطة ترددها  $\nu - \nu_q$  (انتثار ستوك) . إن فرق الطاقة بين الفوتون الساقط  $h\nu$  والفوتون المنتثر  $h(\nu - \nu_q)$  ، يجهز لإثارة المادة .

من الأمثلة الخاصة والمهمة من ظواهر الانتثار المتحرض هي الانتثار المتحرض لرامان Raman (التي تتضمن في معظم الأحيان إثارة للمادة بسبب الاهتزاز الداخلي لكل جزيئة في المادة) والانتثار المتحرض لبروين Brillouin (إذ أن إثارة المادة تتم بفعل موجة صوتية) . إن كلتا هاتين العمليتين يمكن أن تحدث بكفاءة تحويل عالية (غالباً عدة عشرات بالمائة) . ولهذا السبب فإن كلا من توليد التوافقيات والانتثار المتحرض (خصوصاً انتشار رامان نظراً ، لأنه يمكن أن يشمل إزاحة كبيرة بالتردد) تستخدمان عملياً لتوليد حزم مترابطة ذات شدة عالية عند ترددات جديدة .

أحد الحقول القائمة في الأساس في الفيزياء والكيمياء التي تم تطويرها بصورة مذهلة بواسطة الليزر هي قياسات التحليل الزمني العالي جداً لسلوك المواد المختلفة بعد إثارتها بواسطة نبضات ضوئية قصيرة جداً ، والحقيقة هي أنه في الوقت الذي

يكون الممكن استخدام مصادر الضوء التقليدية بإنتاج نبضات ضوئية إلى حدود  $1ns \approx$  يكون بإمكان الليزر الآن إنتاج نبضات إلى حدود  $0.1ps \approx$  . ولقد فتح هذا المجال لاحتتمالية البحث في ظواهر متعددة تعتمد على القابلية الجديدة لقياسات التحليل الزمني القصير جداً . ونظراً لأن معظم العمليات في الفيزياء والكيمياء وعلم الأحياء مقاييسها في حدود البيكوثانية ، وهذا هو تطور جديد ومثير .

وهناك حقل آخر حيث أن الليزر لم يطور الإمكانيات المتوفرة فحسب بل أيضاً قدّم مفاهيم جديدة وهو علم الطيوف . والآن حيث إنه من الممكن بيعض الليزرات تضيق عرض النطاق التذبذي إلى بضع عشرات كيلوهرتز (في كل من المنطقة المرئية وتحت الحمراء) ، وهذا يسمح للقياسات الطيفية لتعمل بقدرة تحليلية بعدة مراتب (من 3 إلى 6) أعلى من تلك التي يمكن الحصول عليها من المطيافية التقليدية . ولقد أحدث الليزر حقلاً جديداً من المطيافية اللاخطية nonlinear spectroscopy الذي يتيح للتحليل المطيافي التوسع كثيراً وراء الحدود الاعتيادية المفروضة بتأثيرات الاتساع الدوبلري . وقد أدى هذا إلى دراسات جديدة وأكثر دقة لتركيب المادة .

في حقل الكيمياء ، تستعمل الليزر في كل من الأغراض التشخيصية وإنتاج تغيرات كيميائية غير قابلة للانعكاس (الكيمياء الضوئية باستخدام الليزر) في حقل تقنية التشخيص ، يجب الإشارة خصوصاً إلى انتشار رامان التجاوبي . وانتشار رامان المترابط المضاد لانتشار ستوك Coherent antistokes Raman scattering (CARS) هذه التقنيات من الممكن الحصول على معلومات هامة عن تركيب وخصائص الجزيئات متعددة الذرات (مثال تردد التذبذبات الفعالة لرامان ، الثوابت الدورانية ، التردد اللااتوافقي) . إن تقنية CARS يمكن استعمالها أيضاً لقياس التركيز (ودرجة

الحرارة) لصنف معين من الجزيئات في منطقة معطاة محددة . هذه الإمكانية استخدمت للدراسات المفصلة للبلازما المصاحبة لعملية الاحتراق باللهب (والنفريغ الكهربائي)

من أهم التطبيقات الكيميائية لليزر ربما (أو في الأقل من الممكن أن يكون كذلك) هو حقل الكيمياء الضوئية ، ومما يجب تذكره أنه بسبب الكلفة العالية جداً لفوتونات الليزر ، فإن الاستثمار التجاري يكون ذي جدوى فقط عندما تكون قيمة الناتج الأخير عالية جداً . مثال على فصل النظير . (وعلى الأخص لليورانيوم وديوتيريوم) الفكرة الأساسية هنا هي إثارة انتقائية لنوع النظير المرغوب فيه بوساطة حزمة أشعة الليزر . وطالما يتم هذا في الحالة المثارة فيكون من السهولة تمييزه . ومن ثم فصله (ربما بالطرق الكيميائية) عن النظير غير المرغوب فيه والمتبقي في الحالة الأرضية . فمثلاً في حالة اليورانيوم يتم اتباع طريقتين (أ) التأين الضوئي للنظير المرغوب فيه  $^{235}\text{U}$  بضوء ذي طول موجي ملائم طالما هذا النظير قد ضُخَّ إشعاعياً إلى عدد من الحالات المثارة بعد ذلك يجمع النظير المؤين باستخدام حقل كهربائي مستمر ملائم في هذه الطريقة تكون مادة اليورانيوم على شكل بخار ذري . (ب) التفكك الانتقائي للمركب الجزيئي لليورانيوم (مثل فلوريد اليورانيوم السداسي) والنظير المرغوب فيه (في هذه الحالة  $\text{UF}_6^{235}$ ) ، يضخ انتقائياً إلى المستوى الاهتزازي (المثار) . ويحصل التفكك نتيجة متابعة الضخ الضوئي . في هذه الحالة يستعمل (فلوريد اليورانيوم السداسي) على شكل تدفق جزيئي عند درجة حرارة منخفضة  $T$  ( $50^\circ \text{K} <$ ).

## 7.3 التطبيقات في علم الأحياء والبيولوجيا Applications in

### :biology

لقد استُعملت الليزرزات باطراد في تطبيقات علم الأحياء والطب . وهنا مرة أخرى يمكن استخدام الليزر أما أداة للتشخيص أو لإحداث تغير غير قابل للانعكاس في الجزيئة الحية Biomolecule للخلية أو للأنسجة (علم الأحياء الضوئي بالليزر Laser photobiology والجراحة بالليزر Laser surgery).

في علم الأحياء يستعمل الليزر أساساً أداة التشخيص . ونذكر هنا تقنيات الليزر الآتية : (أ) التفلور المستحث بوساطة نبضات الليزر القصيرة جداً Ultrashort في DNA ، وفي مركبات صبغة DNA وفي الصبغات المستخدمة في التمثيل الضوئي . (ب) انتشار رامان التجاوبي كواسطة لدراسة الجزيئات الحية مثل الهيموغلوبين أو الرودوبسين rhodopsin (والأخير مسؤول عن عملية الإبصار) . (ج) مطيافية ترابط الفوتون photon correlation spectroscopy للحصول على معلومات عن تركيب ودرجة تجمع الجزيئات الحية المختلفة .

(د) تقنيات التحلل بضوء ومضاني ذو ومضة محدود بيكوثانية لفحص السلوك الديناميكي للجزيئات الحية بدقة في الحالة المثارة ونخص بالذكر ما يطلق عليه مقياس الفلورة الدقيقة الانسيابية flow microfluorometers . هنا ومن ثم تمر خلايا حيوانية من الثدييات في مزيج معلق خلال خزانة انسياب ملائمة ترصف هناك ومن ثم تمر واحدة بعد أخرى خلال حزمة أشعة مركزة لليزر  $Ar^{+}$  . باستخدام كاشف ضوئي photodetector في المكان المناسب يكون من الممكن قياس (1) الضوء المنتثر من الخلية (يعطي معلومات عن حجم الخلية) و (2) التفلور من الصبغة المرتبطة بالجزء من الخلية المعني . مثال DNA (هذا يعطي معلومات عن كمية ذلك الجزء) . إن فائدة مقياس



الفلورة الانسيابي هو إمكانية إجراء القياسات لعدد كبير من الخلايا في زمن محدود (معدل الانسيابية نموذجياً  $5 \times 10^4$  خلية / دقيقة) . وهذا ينطوي على قياس إحصائي دقيق وجيد .

وتستعمل الليزرز أيضاً في علم الأحياء لإحداث تغير غير قابل للانعكاس في الخلية الحية أو المكونات الخلوية . ونذكر على وجه التخصيص ما يدعى بتقنيات الحزمة الدقيقة micro beam . إذ إن أشعة الليزر (مثال ليزر  $Ar^+$  النبضي) تركز بواسطة جسمية ميكروسكوب ملائمة نحو منطقة من الخلية قطرها . يساوي تقريباً الطول الموجي لليزر  $0.5 \mu m \approx$  . والغرض الأساسي من هذه التقنية دراسة عمل الخلية بعد التخریب الذي يحدثه الليزر في منطقة معينة من الخلية .

#### 7.4 التطبيقات في الاتصالات البصرية Optical Communication :

أثارت إمكانية استخدام حزمة الليزر في الاتصالات خلال الجو قدراً كبيراً من الحماس نظراً للميزتين الأساسيتين المهمتين لليزر وهما (أ) الميزة الأولى ناشئة من كبر عرض النطاق الترددي لليزر ، إذ أن كمية المعلومات التي يمكن نقلها على موجة حاملة Carrier wave تتناسب مع عرض النطاق الترددي . إنه بالانتقال من المنطقة المايكروية إلى المنطقة البصرية يزداد التردد الحامل carrier frequency بحوالي  $10^4$  وهذا يوفر عرض نطاق ترددي واسع . (ب) الميزة الثانية ناشئة عن قصر الطول الموجي ، إذ أن الطول الموجي النموذجي لليزر حوالي  $10^4$  مرة أصغر من الطول الموجي النموذجي للموجات المايكروية ، وكما هو واضح من المعادلة (1.11) أنه لنفس حجم الفتحة D فإن التفريق يكون بحوالي  $10^4$  مرة أصغر للموجات البصرية بالموازنة بالموجات المايكروية . ولهذا فالحصول على نفس التفريق ، فإن الهوائي antenna للنظام البصري (مرآة أو عدسة) أصغر كثيراً من النظام المايكروي . من

ناحية ثانية فإن هاتين الميزتين تتلاشيان في ظروف الوضوحية الضعيفة poor visibility سيحصل توهين قوي لحزمة الليزر في الجو . ولهذا السبب فإن استعمال الليزرات للاتصالات في الفراغ Free space (غير الموجه unguided) قد طورت في حالتين خاصتين فقط (مع أنها مهمة) . (أ) الاتصالات الفضائية بين تابعين Satilites أو بين تابع ومحطة أرضية واقعة ضمن ظروف مناخية ملائمة . إن الليزرات المستخدمة في هذه الحالة هي إما ليزر Nd : YAG (بمعدل تيار معلومات يصل إلى حد  $10^9 \text{ bit / s}$ ) أو ليزر  $\text{CO}_2$  (بمعدل تيار معلومات إلى حد  $3 \times 10^8 \text{ bit / s}$ ) . إن ليزر  $\text{CO}_2$  على الرغم من كفاءته العالية لكنه يتطلب نظام كشف أكثر تعقيداً وله مضار أخرى هو أن طوله الموجي أكبر بحوالي عشر مرات من ليزر Nd : YAG .

(ب) point - to - point الاتصالات بين نقطة وأخرى على مسافات قصيرة مثل نقل المعلومات ضمن نفس البناية ، في هذه الحالة تستعمل ليزرات نصف الناقل . إن الاتصالات البصرية تعتمد بالأساس على انتقال الإشارة من خلال الألياف البصرية . إن ظاهرة انتشار الضوء خلال الألياف البصرية قد عرفت منذ عدة سنوات ومع ذلك ، فإن الألياف البصرية قد استخدمت على مدى مسافات قصيرة وكتطبيق نموذجي في الأجهزة الطبية للتنظير الباطني endoscopy . لغاية نهاية سنة 1960 كان توهين أحسن أنواع الزجاج بحدود  $1000 \text{ dB / km}$  . ومنذ ذلك الحين ، أحدث التطور التكنولوجي تحسناً فجائياً لكل من الزجاج والكوارتز وانخفض التوهين إلى أقل من  $0.5 \text{ dB / km}$  للكوارتز (إن الحد الأدنى للتوهين يتحدد بانتشار ريلي Rayleigh scattering في مادة الليف) . هذه التوهينات الضعيفة جداً قد رسّخت مستقبلاً مهماً لاستعمال الألياف البصرية في الاتصالات للمسافات البعيدة .

وفي ختام هذا البند ، من المهم ملاحظة أن استخدام الألياف البصرية في الاتصالات لا يقتصر على أنظمة الاتصالات للمسافات البعيدة ذات الثمن الباهظ حيث يتم استخدامها لنقل المعلومات على مسافات أقصر (مثلاً ضمن بناية أو على متن السفينة أو الطائرة) في هذه الحالات يستعمل صمام ثنائي باعث لضوء غير مترابط incoherent light - emitting diode مربوط بليف متعدد النمط.

## 7.5 التطبيقات في الهواوغرافيا والهولوغرافيا الرقمية Holography :

تعد الهولوغرافيا ثورة تقنية ، إذ بواسطتها يمكن أخذ صور ذات ثلاثة أبعاد (أي كاملة) لأجسام أو مناظر معينة . وكلمة Holography مشتقة من الكلمتين الإغريقيتين وتعني كاملاً Holo و graphos وتعني كتابة . وقد تم اختراع الهولوغراف من قبل العالم Gabor في سنة 1948 (وكان كطريقة مقترحة لتحسين قوة التحليل للميكروسكوبات الإلكترونية) ، ومن ثم أصبح الاختراع قابلاً للتطبيق العملي وأثبت فعلياً إمكانية استعماله بعد اختراع الليزر .

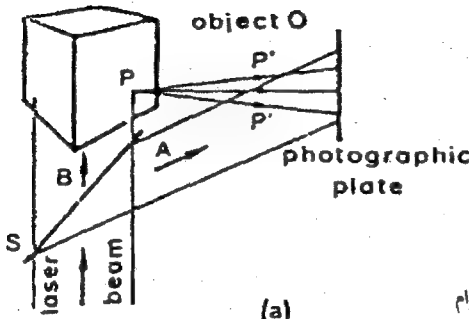
والشكل (7.1) يبين أساس عمل الهولوغرافيا . حيث تقسم حزمة ليزر (الليزر غير مبين في الشكل) بواسطة مرآة نصف شفافة S إلى حزمتين ، الحزمة A (المنعكسة) والحزمة B (النافذة) . تسقط الحزمة A مباشرة على لوح فوتوغرافي ، في حين تضيء الحزمة B الجسم المراد تصويره . وهكذا فإن الضوء المتشتت من الجسم سوف يسقط أيضاً على اللوح الفوتوغرافي كما هو مؤشر بالأشعة  $P'$  في الشكل (7.1a) . ونتيجة لترابط الحزمة يتكون نموذج التداخل (الذي عادة يكون معقداً جداً)

على اللوح الفوتوغرافي بسبب انطباق الحزمتين (الحزمة A التي يطلق عليها عادة حزمة المرجع reference beam والحزمة المشتتة من الجسم) فإذا طُهرَ developed الفيلم ومن ثم فُحصَ تحت تكبير عالٍ ، أمكن مشاهدة أهداب التداخل (المسافة النموذجية بين هذين معتمين متتاليين حوالي  $1\mu m$ ) . إن نموذج التداخل معقد جداً وعندما يفحص اللوح بالعين المجردة لا يظهر أنه يحتوي على صورة مشاهدة للجسم الأصلي ومع ذلك فإن أهداب التداخل هذه هي فعلاً تحتوي على سجل كامل للجسم الأصلي .

والآن لنفرض أن اللوح المظهر ارجع إلى المحل الذي كان يحتله أثناء عملية التعريض للأشعة ، ورفع الجسم الذي كان تحت التصوير (الشكل 7.1b) .

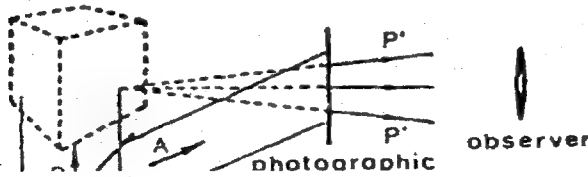
والآن سوف تتفاعل حزمة المرجع A مع أهداب التداخل على اللوح لتحدث ثانية وراء اللوح حزمة انعراج ، تشبه تماماً الحزمة  $P'$  التي تشتت من الجسم في الشكل (7.1a) والمشاهد الناظر على اللوح كما هو مبين في الشكل (7.1b) سوف يشاهد الجسم وراء اللوح كما لو أنه ما يزال هناك .

ومن أهم مميزات الهولوجرافيا هو أن الجسم المعاد تكوينه reconstructed object يُظهر شكل بثلاثة أبعاد وهكذا إذا حرك المرء عينيه من موقع المشاهدة المبين في الشكل (7.1a) يمكنه رؤية الجوانب الأخرى من الجسم . ومن الملاحظ أنه لتكوين هولوغرام يجب أن تستوفى الشروط الأساسية الثلاثة الآتية:



الشكل (7.1)

a - أخذ المولوغرام b - إعادة بناء المولوغرام



(أ) إن درجة ترابط ضوء الليزر يجب أن تكون بالكفاية حتى تتكون أهداب التداخل على اللوح الفوتوغرافي . (ب) المواضع النسبية لكل من الجسم واللوح وحزمة الليزر يجب أن لا تتغير خلال فترة تعريض اللوح الفوتوغرافي (عملياً لبضعة ثوانٍ) ، في الواقع التغير في المواضع النسبية يجب أن يكون أقل من نصف الطول الموجي لأشعة الليزر حتى لا تختفي معالم التداخل ، ولهذا يجب وضع الليزر والجسم واللوح الفوتوغرافي على منصدة معزولة عن الاهتزاز . (ج) يجب أن تكون شدة التحليل للوح الفوتوغرافي عالياً لتسجيل أهداب التداخل (عادة يتطلب أفلام تحليلها على الأقل 2000 lines / mm) .

إن تقنية تسجيل المولوغرام وإعادة تكوين الصور الثلاثية البعد كان لها النجاح الأكبر إلى حد الآن في حقل الفن المولوغرافي بدلاً من التطبيقات العلمية .

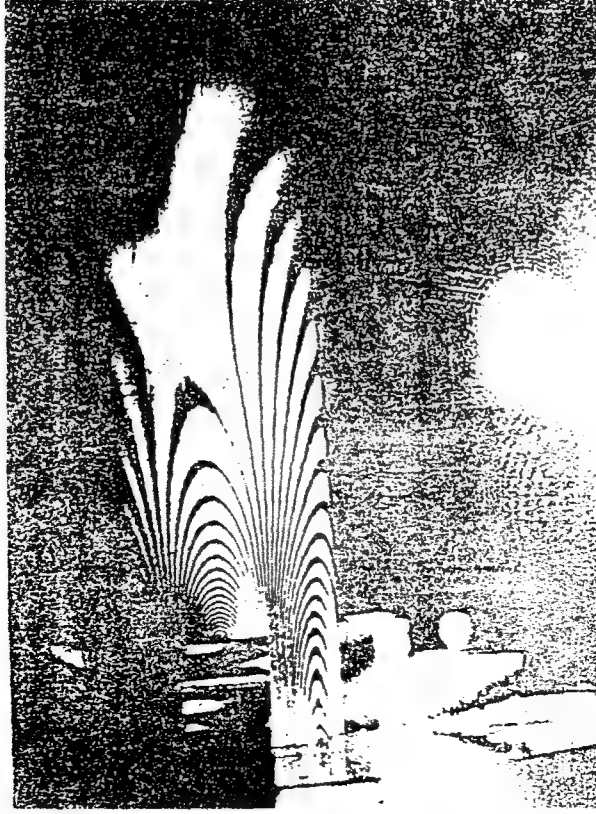
ومع ذلك فقد استعملت الهولوجرافيا في التطبيقات العلمية في تقنية يطلق عليها علم القياس بالتداخل الضوئي المبني على أساس الهولوجرافي holographic interferometry كواسطة لتسجيل وقياس الإجهاد والاهتزازات للأجسام الثلاثية البعد . ويوضح المثال التالي أساس عمل القياس بالتداخل الضوئي المبني على أساس الهولوجرافي . بالرجوع إلى الشكل (7.1b) لنفرض أن الجسم وضع ثانية بالضبط في موضعه الأصلي ، عندئذ سوف يرى المشاهد حزمتين (1) الحزمة  $P'$  الناتجة من الانعراج عن الهولوجرام (كما ذكرنا سابقاً) (2) الحزمة المشتتة من الجسم بسبب إضاءته بحزمة الليزر B التي تنفذ جزئياً من اللوح الفوتوغرافي . والآن إذا تعرض الجسم لحالة تغير من شكله الأصلي سوف يرى المشاهد ظهور أهداب على الجسم بسبب تداخل الحزمتين (1) و(2) . وهذه الأهداب تظهر كونتورات Contours (منحنيات مقفلة) للإزاحات المتساوية للجسم على طول اتجاه المراقبة والفرق بالإزاحة لهديين متجاورين يساوي نصف طول موجة الليزر المستعمل لإعادة تكوين العملية (إذا استعمل ليزر He - Ne ، فهذا الفرق يساوي  $0.3\mu m \approx$ ) . ويطلق على هذه التقنية علم القياس بالتداخل الضوئي المبني على أساس الهولوجرافي لأن قياس الإزاحة حصلت بوساطة تداخل حزمتين واحدة منهما (على الأقل) تولدت من الهولوجرام . وهذه التقنية تأخذ أشكالاً مختلفة وإحدى هذه الطرق هي الطريقة الموصوفة في أعلاه (التي يطلق عليها real time holographic interferometry) والحقيقة أنها من أقل الطرق استخداماً . والطرق الآتية هي الأكثر استعمالاً (أ) القياس بالتداخل الضوئي الهولوجرافي ذي التعريض المضاعف المستقر - static double exposure , holographic interferometry وهنا يؤخذ للجسم هولوجرامان على نفس اللوح الفوتوغرافي الهولوجرام الأول قبل تغيير الشكل والثاني بعد تغيير الشكل ، وبعد تظهير الفيلم يعاد إلى موضعه الأصلي ، في حين يرفع الجسم من مكانه (الشكل

(7.1b) ، إذ لا حاجة لوجود الجسم لأن اللوح الآن يحتوي على كل من الصورتين قبل تغيير الشكل وبعده .

ومن ثم يحتوي أيضاً على نموذج التداخل العائد لهما . وكمثال الشكل (7.2) يبين إعادة تكوين مثل هذا الهولوجرام ، إذ إنَّ الجسم عبارة عن أنبوب ذي مقطع عرضي مربع وقد كبس بين التعريضين وأهداب التداخل الناتجة من الانكسار واضحة تماماً .

(ب) القياس بالتداخل الضوئي الهولوجرافي المتوسط الزمني الديناميكي Dynamic , time-averaged holographic interferometry هذه التقنية بالأخص ملائمة للأجسام المهتزة . في هذه الحالة يؤخذ هولوجرام واحد ولكن لفترة زمنية أطول من زمن الاهتزاز للجسم وهكذا يسجل الهولوجرام نفسه طاقم متصل من الصور المقابلة لكل مواقع الجسم خلال فترة الاهتزاز ، ففي هذه الحالة صورة الجسم المعاد تكوينها تُظهر أهداب تداخل على سطحها تدل على نمط الاهتزاز . وكمثال: الشكل (7.3) يظهر نماذج للأهداب الملاحظة على قيثارة مهتزة وعلاقتها مع تردد الاهتزاز المؤشرة على جانب كل صورة .

لايجاد أنماط الاهتزاز من هذه الصورة ، نلاحظ أولاً أن كل هدب أبيض يقابل النقاط الثابتة (أي في مناطق العقد للاهتزاز) ، وأيضاً نلاحظ أن كل نقطة مهتزة تتكون صورتها المعاد تكوينها من التأثير المتوسط للتداخل بين صور تلك النقطة خلال فترة الاهتزاز . ويكون التأثير الأكبر لتلك الصور التي تقابل النقطة في إزاحتها العظمى



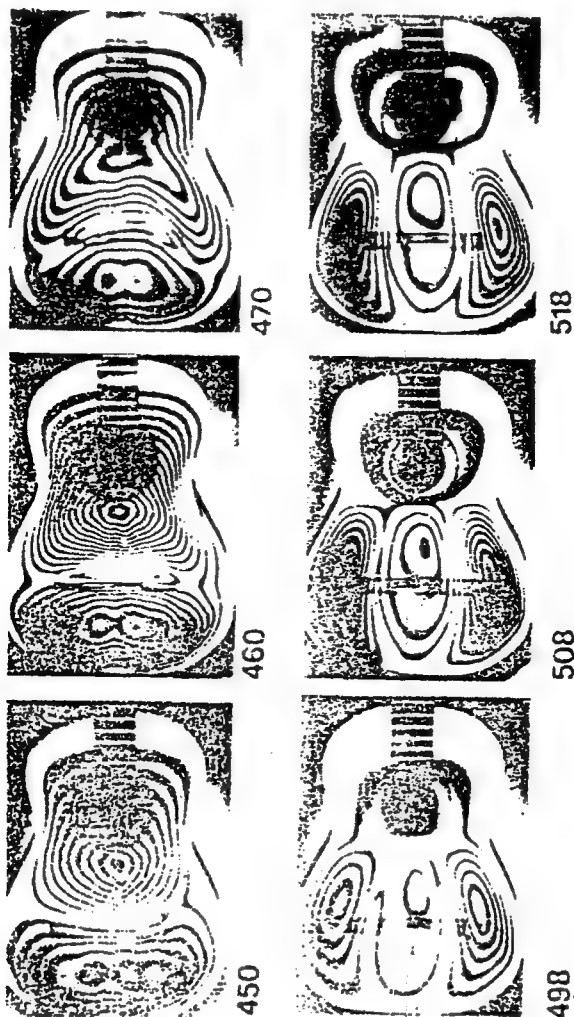
الشكل (7.2)

يبين انما ياحات الجسم نتيجة تعرض للإجهاد

(عندما تطيل النقطة البقاء) . ولذلك فالأهداب البيض (التي شدتها أقل) تعود إلى تلك النقاط التي فرق الإزاحة بين النهايات القصوى للاهتزاز (في اتجاه المراقبة) يساوي عدداً صحيحاً من الأطوال الموجية .



إن استخدامات القياس بالتداخل الهولوجرافي متعددة جداً وتغطي مجالات متنوعة تمتد من قياسات الإجهاد والاهتزازات إلى كشف عيوب المواد رسم خرائط كونتورية للأجسام .



الشكل (7.3)

يبين أهداب التداخل ، نتيجة اهتزاز جسم الغيتار

## 7.6 تطبيقات الليزر في علوم الطب :

إن استخدام الليزر في العلوم البيولوجية والتطبيقات الطبية في تقدم مستمر وهنا أيضاً يستخدم الليزر للتشخيص أو كوسيلة لإحداث تغير غير قابل للعكس

( Irreversible ) أي لا يمكن بعدها استرجاع الأصل لجزيئة أو خلية أو نسيج حي وتقع هذه التجارب في علم الحياة الضوئية photobiology والجراحة الليزرية Laser Surgery . ففي علوم الحياة يكون الغرض الرئيسي من استخدام الليزر هو كأداة للتشخيص وأمثلة على ذلك :دراسة الجزيئات الحياتية Biomlecues ومنها الهيموغلوبين وتلك المسئلة عن عملية الإبصار

كذلك الحصول على معلومات حول تركيب ودرجة التكتل لمختلف الجزيئات الحياتية وكذلك دراسة الخلايا والأنسجة التي تتأها تغيرات مختلفة كتورم سرطاني والعمل على التوصل إلى كيفية معالجتها . تؤخذ هذه الخلايا وتجعل معلقة في محلول معين وتصف ثم بحالة جريان ثم تقذف على الترتيب واحدة في كل مرة بحزمة ممحركة من أشعة ليزر ثم يقاس الضوء المتبع عنها بواسطة كاشفات خاصة عندها يمكن الحصول على معلومات حول حجم الخلية ومكوناتها كما تسمح طريقة الجريان بإجراء العملية على عدد كبير من الخلايا في وقت محدد مما يعطي نتائج إحصائية جيدة.

وكأساليب للمعالجة تجري الدراسات حول كيفية تدمير الخلية الحياتية أو جزء منها وذلك باستخدام تقنية حزم الليزر المجهرية فيؤخذ ضوء الليزر خلال جسمية ميكروسكوب إلى منطقة صغيرة من الخلية قطرها يعادل تقريباً طول موجة الليزر المستخدم ويكون هذا عادة ليزر أيون الأرجون النبضي أي في حدود (0.5 Mm) عن

الغرض الأساس من هذه الدراسة هو مراقبة رد فعل الخلية وعملها بعد إحداث تدمير لجزء منها باستخدام الليزر .

أما في الطب فما زالت التطبيقات قليلة ولكنها في تطور مستمر أيضاً ففي مجال التشخيص يستخدم الليزر في قياس جريان الدم باستخدام تقنية مقياس السرعة لدوبلر .

أما في الجراحة فهناك ما يسمى بمشرط حزمة الليزر (Laser-beam scalpel) كبديل للمشرط التقليدي فيستخدم حزمة من أشعة الليزر المحرقة (غالباً لليزر ثاني أكسيد الكربون) حيث يؤخذ منه جزء الإشعاع الواقع في منطقة تحت الحمراء والذي يمتص من قبل جزيئات الماء المتواجدة في أنسجة الجسم مسببة بذلك تبخر سريع لهذه الجزيئات يتبعها قطع في النسيج . ويمكن تلخيص مزايا استخدام مشرط حزمة الليزر كما يلي :

1- يمكن فتح الشق في الموضع المطلوب بدقة عالية وخاصة عندما توجه الحزمة بميكروسكوب مناسب (الجراحة المجهرية الليزرية) Laser microsurgery .

2- يمكن إجراء العملية لموضع يصعب الوصول إليها .

3- التقليل الهائل من الخسارة الجانبية والناجمة عن قطع الأوعية الدموية والتي تحدث عند استخدام المشرط التقليدي .

4- تقليل الدمار الذي يصيب الأنسجة المجاورة لموضع القطع أما ما أخذ استخدام مشرط الليزر فهي :

1- الكلفة العالية والتعقيد في تقنية هذه الوحدة الجراحية .

2- سرعة هذا المشرط أقل .

3- المشاكل الناجمة من الاعتماد عليه كأداة جراحية ومشاكل الأمانة المرافقة لاستخدام هذا المشروط

4- الآن بعد معرفتنا لهذه المعلومات حول الجراحة الليزرية بالإمكان إعطاء بعض الاستخدامات في المعالجة وفي حقول الطب التالية :

### 1- طب العيون (Ophthalmology) :

يستخدم الليزر لعلاج انفصام الشبكية وتقرحها حيث يحرق شعاع الليزر الصادر عن أيون الأرجون على الشبكية من خلال عدسة العين حيث يمتص شعاعه الأخضر المزرق بشدة من قبل خلايا الدم الحمراء للشبكية ويؤدي التأثير الحراري الناتج إلى إمكانية إعادة ربط الشبكية أو التبخثر في قنواتها .

### 2- طب الأذن والأنف والحنجرة (Otolaryngology) :

يوجد استخدام الليزر في هذا الحقل إقبالاً شديداً فاستعماله شيق وجذاب في هذا الفرع من الطب حيث يتعلق استخدامه بجراحة الأعضاء كالقنطرة الهوائية والبلعوم والأذن الوسطى ولاسيما تلك الأعضاء التي يصعب الوصول إليها أو العمل عليها . في هذه الحالة يستخدم الليزر غالباً عن طريق الميكروسكوب .

### 3- جراحة الفم :

لقد وجدت أيضاً فائدة في استخدام الليزر في جراحة الفم كإزالة الأورام السليمة أو الخبيثة ومن أهم الفوائد في هذه الحالة هي وقف التريف الدموي والتخفيف من الأوجاع واحتمالية التقرح واسترجاع العافية للمريض بوقت أسرع .

#### 4- حالات التزيف الدموي الداخلي الشديد :

تتم معالجة هذه الحالات عن طريق توجيه شعاع الليزر عادة ليزر نيوديميوم - ياغ أو ليزر آيون الأرجون إلى الموضع المطلوب معالجته بواسطة ألياف بصرية خاصة توضع في المنظار التقليدي .

#### 5- علم الجلد وأمراضه :

يستخدم الليزر في إزالة البقع والوشم ومعالجة بعض أمراض الأوعية الدموية التي تسبب في تبقع الجلد وبعض أمراضه .

#### 6- جراحة القلب :

تم مؤخراً استخدام أشعة الليزر لفتح قنوات جديدة إلى القلب للمرضى اللذين يعانون من آلام الذبحة الصدرية والتصلب العصيدي الناتج عن انسداد في أجزاء كبيرة من الشرايين التاجية وفي الموضع التي لا يمكن ممارسة عملية التحويلة المعروفة فلقد صمم مبضع خاص لحزمة الليزر تم بواسطته فتح قنوات كثيرة جديدة يبلغ قطر الواحدة منها حوالي (0.5 mm) ليتغذى القلب بالدم من خلالها . إن أهم فائدة هنا لاستخدام الليزر هو تجنب التزيف وكذلك التهابات نتيجة سريان الدم المستمر .

#### 7.7 تطبيقات الليزر في الصناعة :

يمكن لميزة الإستطاعة العالية في حزمة ضيقة من أشعة الليزر الأهمية التطبيقية في حقل تصنيع المعادن والتعامل معها (الإستطاعة أكبر من 100 واط) فلقد استخدمت حزمة محمقة من ليزر الياقوت وبعد أشهر قليلة فقط من اكتشافه في تنقيب أصلب المواد المعروفة وهو الماس وتستخدم اليوم على نطاق واسع لهذا الغرض كما تستخدم

أشعة الليزر في الوقت الحاضر في مصانع السيارات وتصنيع المعادن في الدول المتقدمة وبصورة أوتوماتيكية مبرجة وتعتبر من التقنية المتقدمة والمتطورة لما تسببه من سرعة في الإنتاج ودقة في العمل ويمكن إنجاز الفوائد الرئيسية لاستخدام أشعة الليزر في هذا الحقل كالتالي :

1- إن تسخين المادة الناتج عن استخدام أشعة الليزر لإجراء عملية معينة تشمل جزءاً منها يكون عادة أقل مما هو عليه باستخدام الطرق التقليدية لذلك ينخفض التشوه الحاصل في المادة ككل نتيجة سخونها وبالتالي يمكن إجراء العملية والسيطرة عليها ضمن ظروف أفضل .

2- إمكانية الاشتغال في مواضع لا يسهل الوصول إليها وعلى العموم يمكن التعامل مع أي موضع بواسطة الليزر إذا تم رصده بواسطة جهاز بصري .

3- السرعة العالية في التنفيذ لذا تكون نسبة الإنتاج أعلى مثلاً تبلغ سرعة اللحام (10 m/min) أي أعلى بحوالي عشر مرات عن السرعة التي يمكن الحصول عليها باستخدام أحسن جهاز لقوس اللحام (Arc) . كمثال آخر تكون سرعة معاملة سطوح المعادن بأشعة الليزر عادة أكبر من تلك التي تتم بطرق التسخين التقليدية .

4- سهولة جعل العملية تتم بصورة أوتوماتيكية مبرجة فيمكن تنفيذ حزمة الليزر بتحريك الجهاز البصري المستخدم في تمحرق الحزمة ويمكن السيطرة على هذه الحركة بواسطة آلة حاسبة هذه الطريقة توفر مثلاً إمكانية القطع الدقيق للتصاميم ذات الأشكال المعقدة . سهولة جعل العملية تتم بصورة أوتوماتيكية مبرجة فيمكن تنفيذ حزمة الليزر بتحريك الجهاز البصري المستخدم في محرق الحزمة ويمكن السيطرة على هذه الحركة بواسطة آلة حاسبة هذه الطريقة توفر مثلاً إمكانية القطع الدقيق للتصاميم ذات الأشكال المعقدة .

5- إمكانية إنجاز عمليات جديدة في علم المعادن لم تكن ممكنة سابقاً فمثلاً بسبب سرعة الإحماء والانصهار العالية لأشعة الليزر يمكن معالجة سطوح المعادن والحصول على نوع جديد من السبائك (سبائك سطوح) Surface alloys مثلاً إمكانية بلورة سطح شبه موصل غير متبلور .

6- لا تتلف آلة الليزر نتيجة استخدامها لعملية ما كآلة القطع التقليدية مثلاً .

## 7.8 تطبيقات الليزر في الزراعة والإنشاءات والطرق :

يستخدم الليزر في المحاذاة وتسوية الأراضي وتحديد الحدود للأراضي الزراعية والليزر المفضل هنا هو ليزر هيليوم - نيون . عند إجراء تجارب المحاذاة لا بد أن تكون قيمة نصف قطر حزمة الأشعة المطلوب منها أن تقطع مسافات طويلة أقل ما يمكن فالقيم الضئيلة لنصف قطر الحزمة في البداية ينتج عنها قيمة كبيرة نسبياً عند النهاية نتيجة لحيود الأشعة وهي إحدى خصائص الأشعة الضوئية التي فيها تحيد الأشعة عن مسارها المستقيم عند مرورها بحافة نافذة خروجها من الجهاز في حين أن القيم الكبيرة لنصف قطر النافذة تعطي قيمة لا تزيد كثيراً عن قيمتها في حالة عدم وجود النافذة فإذا كان طول المسار المطلوب (100 m) فإننا نجد أن أكبر قيمة لنصف قطر الأشعة تساوي (9 mm) وهي قيمة صغيرة بالقدر الكافي لتوفير دقة عالية وكبيرة على نحو يوفر الأمان للرؤية بواسطة عين الراصد وللحصول على القيم السابقة نستخدم عادة موسعاً لمقطع حزمة أشعة الليزر .

ومن الصعوبات العملية التي قد يقابلها الراصد عند إجراء عملية المحاذاة باستخدام أشعة الليزر هي أن تجاه الشعاع قد يتغير نتيجة دوران ضئيل لحامل الجهاز أو تغيير في مجاوبة الليزر نتيجة تغير في درجة الحرارة خاصة في فترة تسخين الجهاز .

ويمكن التخلص من هذه الصعوبة باستخدام عدسة مفرقة ضعيفة توضع في مسار الحزمة لتكون بؤرة ثانية لها ، وبرصد مركز شعاع الليزر والصورة المتكونة من العدسة المفرقة وصورة حزمة أشعة الليزر يمكن تصويب الخلل الذي قد يحدث ويمكن تعيين موضع الصورة بالعين المجردة إذ تظهر على شاشة شبكة شفافة ولذلك إزاحة الشاشة بواسطة ميكرومتر للحصول على الوضع الصفري . كما يستخدم مستشعر كهروضوئي لتعيين موقع الشعاع .

ويتم التخلص مما يصل إلى المستشعر أو الكاشف كخلفية نتيجة ضوء النهار بتعديل الضوء المنبعث من الليزر بواسطة قاطع للضوء يعمل ميكانيكياً ولما كانت حزمة أشعة الليزر أحادية الطول الموجي أي أحادية اللون فإنه يتم تقليل الخلفية باستخدام مرشحات ضوئية .

ومما ينبغي مراعاته في عمليات رصد صورة أشعة الليزر أن درجة الدقة تتأثر في جميع قياسات المحاذاة بالهواء الجوي الذي يتم فيه القياس فالدوامات تحدث عدم استقرار الصورة .

وبالإضافة إلى التأثيرات العشوائية الناتجة عن الدوامات هناك تأثير آخر ينتج عن تغير معامل انكسار الهواء مع درجة الحرارة على مسار الشعاع فإذا كان التغير في درجة الحرارة هو  $0.2 \text{ } ^\circ\text{C} / \text{m}$  درجة مئوية لكل متر فإن الإزاحة تصل إلى 1 mm عند 100 m وقد استخدمت أشعة الليزر في توفير المحاذاة في قضبان السكك الحديدية كما شملت التطبيقات تصويب التغير في المحاذاة نتيجة إنشاء الجسور وتغير أسطح الطرق بفعل الأوزان المنقولة بالشاحنات التي تستخدم هذه الطرق وكذلك الاستخدام المستمر لفترات زمنية طويلة لجدران السدود .



يستخدم النظام الليزري البصري الموضح في الشكل التالي للمسح في مستوى معين باستخدام حزمة أشعة الليزر (ليزر هيليوم - نيون) وموشور خماسي .

تعاني حزمة الأشعة الساقطة عمودياً على أحد أسطح الموشور من انعكاسين داخليين وتخرج في اتجاه يصنع زاوية قائمة مع اتجاه حزمة الأشعة الساقطة . وبدوران الموشور في ذلك المستوى محتفظاً بسقوط أشعة الليزر عمودية على السطح الأول يقوم الشعاع الخارج بمسح المستوي المذكور إنما يتطلب ذلك ثبات جهاز الليزر ويستخدم عادة جهاز ليزر هيليوم - نيون بقدرة تصل استطاعة خرجة إلى 2 ميلي واط ويتم توسيع مقطع الحزمة ليتناسب مع المدى المطلوب قياسه وهو 300 m متر كما يستخدم تلسكوب للرؤية يكون اتجاه الرؤية به موازياً لشعاع الليزر المستخدم ويدور الموشور الخماسي الموضح في النظام البصري السابق بسرعة 300 دورة في الدقيقة لمسح المستوي ويمكن استخدام هذه الأجهزة لتحديد خطوط أفقية والأسية ومائلة وفي مستويات . أي يمكن به تسطير الأرض الزراعية . ولحزم الأشعة الماسحة أفقياً أي للمستوي الأفقي توجد أجهزة تعطي إشارة منظورة أو مسموعة عندما يقترب أو يصل الإشعاع إلى ارتفاع معين .

ويستخدم ذلك في تسوية الأراضي مما يقلل الفقد في مياه الري ويزيد من إنتاجية الأرض الزراعية . كما توجد أجهزة مصممة لأغراض معينة مثل مد وإرساء الكابلات ومد الأنابيب والمواسير وعمليات المحاذاة في الأنفاق . أما داخل المنازل فإلن هذه الأجهزة التي تعمل بأشعة الليزر تقوم بإجراء التجزئة في الحجرات وضبط المحاذاة للأسقف والأرضيات .

# الملحق A

## المعالجة نصف الكلاسيكية لتفاعل الإشعاع مع المادة

### Semiclassical Treatment of the Interaction of Radiation and Matter

تعتمد الحسابات الآتية على ما يسمى المعالجة نصف الكلاسيكية للتفاعل بين الإشعاع والمادة . نفترض في هذه المعالجة أن النظام الذري مكماً (أي أنه يعالج وفق النظرية الكمومية) ، على حين يعالج الحقل الكهرمغناطيسي للموجة الساقطة كلاسيكياً (أي وفق معادلات ماكسويل) .

ندرس أولاً ظاهرة الامتصاص . هنا نأخذ النظام المعتاد ذي السويتين حيث نفترض أنه عند اللحظة  $t = 0$  يكون النظام في الحالة الأرضية (1) ، وأن هناك موجة كهرمغناطيسية أحادية الطول الموجي ترددها  $\omega$  تتفاعل مع النظام . ويمكن كلاسيكياً أن تكتسب الذرة طاقة إضافية مقدارها  $H'$  عند تفاعلها مع الموجة الكهرمغناطيسية فعلى سبيل المثال يمكن أن يحدث هذا بسبب تفاعل عزم ثنائي القطب الكهربائي للذرة  $\mu_e$  مع الحقل الكهربائي  $E$  للموجة الكهرمغناطيسية (حيث  $H' = \mu_e \cdot E$ ) . في هذه الحالة نحن نتحدث عن تفاعل ثنائي القطب الكهربائي . ولكن ليس هذا التفاعل الوحيد الذي يتم بواسطة الانتقال . فمثلاً يمكن أن يتم الانتقال بفعل تفاعل عزم ثنائي القطب المغناطيسي للذرة  $\mu_m$  مع الحقل المغناطيسي  $B$  للموجة الكهرمغناطيسية (حيث  $H' = \mu_m \times B$ ) وفي هذه الحالة نحن نتحدث عن تفاعل ثنائي قطب مغناطيسي . لكي نصف التغير الزمني للنظام المدروس ذي السويتين علينا أن نلجأ إلى ميكانيك الكم وكما أن المعالجة الكلاسيكية تتضمن طاقة تفاعل  $H'$  ، فإن المعالجة الكمومية تعتمد على حد التفاعل  $H'$  في تابع هاملتون . ويمكن الحصول على حد التفاعل  $H'$  من الصيغة الكلاسيكية لـ  $H'$  وفق القواعد المألوفة في

ميكانيك الكم. ولا قمنا بالصيغة الدقيقة لـ  $H'$  في الوقت الحاضر ، إن كل ما نحتاجه هنا هو أن نلاحظ أن  $H'$  هو تابع جيبي مع الزمن وتردده  $\omega$  يساوي تردد الموجة الساقطة وبناء على ذلك نكتب :

$$H' = H'^0 \sin \omega t \quad (A.1)$$

إن تابع هاملتون الكلي  $H'$  للذرة هو :

$$H = H_0 + H' \quad (A.2)$$

حيث إن  $H_0$  هو تابع هاملتون للذرة عند انعدام الموجة الكهرومغناطيسية وبمعرفة تابع هاملتون الكلي  $H$  في حالة  $t < 0$  فإنه يمكن حساب التغير الزمني للتابع الموجي  $\psi$  للذرة وذلك باستخدام معادلة شرودنغر المعتمدة على الزمن :

$$H_\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (A.3)$$

ولكي يتم حل المعادلة 2.22 لحساب  $\psi$  ، ندخل التابعين الموجيين الخاصين والعائدين للمستوي 1 و 2 غير المضطربين :  $\psi_1 = u_1 \exp[-(iE_1 t / \hbar)]$  و  $\psi_2 = u_2 \exp[-(iE_2 t / \hbar)]$  . أي أن  $u_1$  و  $u_2$  تحققان معادلة شرودنغر غير المعتمدة على الزمن :

$$H_0 u_i = E_i u_i \dots \dots \dots (i=1,2) \quad (A.4)$$

وتحت تأثير الموجة الكهرومغناطيسية يكون التابع الموجي للذرة :

$$\psi = a_1(t)\psi_1 + a_2(t)\psi_2 \quad (A.5)$$

ذلك أنه بصورة عامة  $a_1$  و  $a_2$  تابعين عقديين يعتمدان على الزمن . أنه من النتائج المعروفة في ميكانيك الكم أن مرجع القيمة المطلقة للمعاملين :  $|a_1|^2$  و  $|a_2|^2$

يمثلان على التوالي ، الاحتمالية عند اللحظة  $t$  بأن توجد الذرة في الحالة 1 و 2 وهاتان الكميتان تحققان العلاقة الآتية :

$$|a_1|^2 + |a_2|^2 = 1 \quad (A.6)$$

ولكي نجد احتمالية الانتقال  $W_{12}$  علينا فقط أن نحسب  $|a_2(t)|^2$  أو  $|a_1(t)|^2$  .  
في المعالجة الآتية سندرس المعادلة العامة بدلاً من المعادلة (2.23) :

$$\psi = \sum_1^m a_k \psi_k = \sum_1^m a_k u_k \exp[-i(E_k / \hbar)t] \quad (A.7)$$

إذ إن  $m$  تمثل عدد الحالات الممكنة للذرة . وبتعويض المعادلة (2.25) في المعادلة (2.22) نحصل على :

$$\sum_k (H_0 + H) a_k u_k \exp[-i(E_k / \hbar)t] = \sum_k \{ (i\hbar \dot{a}_k u_k \exp[-i(E_k / \hbar)t] + a_k u_k E_k \exp[-i(E_k / \hbar)t] \} \quad (A.8)$$

وبالاستفادة من المعادلة (A.4) تتحول المعادلة المذكورة في أعلاه إلى الصيغة الآتية :

$$\sum i\hbar \dot{a}_k u_k \exp[-i(E_k / \hbar)t] = \sum a_k H' u_k \exp[-i(E_k / \hbar)t] \quad (A.9)$$

وبضرب كل من طرفي هذه المعادلة بتابع خاص اعتباطي  $u_n^*$  ومن ثم إجراء التكامل على جميع الفضاء . نحصل على :

$$\sum i\hbar \dot{a}_k \exp[-i(E_k / \hbar)t] \int u_k u_n^* dV = \sum a_k \exp[-i(E_k / \hbar)t] \int u_n^* K' u_k dV \quad (A.10)$$

وبما أن التوابع  $u_k$  متعامدة فإن  $\int u_n^* u_k dV = \delta_{kn}$  . وباستخدام الرمز :

$$H'_{nk}(t) = \int u_n^* K' u_k dV \quad (A.11)$$

فإن المعادلة تتبسط إلى :

$$\left(\frac{da_n}{dt}\right) = \frac{1}{i\hbar} \sum_1^m H'_{nk} a_k \exp\left(-i \frac{(E_k - E_n)t}{\hbar}\right) \quad (A.12)$$

وعلى ذلك نحصل على عدد  $m$  من المعادلات التفاضلية لـ  $m$  من تغيرات  $a_k(t)$  . ويمكن حل هذه المعادلات إذا ما عرفنا الشروط الابتدائية للذرة . والحالة النظام ذي السويتين (حيث  $m = 2$ ) فإن المعادلة (2.28) تعطينا :

$$\left(\frac{da_1}{dt}\right) = \left(\frac{1}{i\hbar}\right) \left\{ H_{11} a_1 + H_{12} a_2 \exp\left[-i \frac{(E_2 - E_1)t}{\hbar}\right] \right\} \quad (A.13a)$$

$$\left(\frac{da_2}{dt}\right) = \left(\frac{1}{i\hbar}\right) \left\{ H_{21} a_1 \exp\left[-i \frac{(E_1 - E_2)t}{\hbar}\right] + H_{22} a_2 \right\}$$

ويجب حل هاتين المعادلتين في ضوء الشرط الابتدائي  $a_1(0) = 1$  ،  $a_2(0) = 0$  وحتى الآن لم يتم إجراء أي تقريب . ولكي نبسط حل المعادلة (A.13) نستفيد من نظرية الاضطراب في التقريب . سنفترض أنه بإمكاننا إجراء التقريب الآتي في الجهة اليمنى من المعادلة (A.13) :  $a_1(t) \equiv 1$  و  $a_2(t) \equiv 0$  وبذلك فإن حل المعادلتين (A.13) سيمثل تقريب الرتبة الأولى للتابعين  $a_1(t)$  و  $a_2(t)$  . ولهذا السبب فإن النظرية الآتية تدعى نظرية الاضطراب ذات الرتبة الأولى . ويمكن تعويض الحلين التقريبيين في أعلاه  $a_1(t)$  و  $a_2(t)$  في الجهة اليمنى من المعادلتين (A.13) . إن حل المعادلتين الناتجتين سيكون بدرجة أكبر من الدقة ، والتقريب الجديد يدعى بتقريب الرتبة الثانية ، وتدعى النظرية التي تعتمد هذا التقريب بنظرية الاضطراب ذات الرتبة الثانية . وبنفس الطريقة يمكننا أن نحصل على تقريبات ذات رتب أعلى من الدقة وضمن تقريب الرتبة الأولى نحصل على:

$$\dot{a}_1 = (1/i\hbar)H'_{11} \quad (\text{A.14a})$$

$$\dot{a}_2 = (1/i\hbar)H'_{21} \exp(i\omega_0 t) \quad (\text{A.14b})$$

ذلك أن  $\omega_0 = (E_2 - E_1)\hbar'$  تمثل تردد الانتقال للذرة. ولكي نحصل على احتمالية الانتقال علينا فقط حل المعادلة (A.14b). ولهذا الهدف يمكننا من استخدام المعادلتين (A.1) و (A.11) لكي نحصل على :

$$H'_{21} = H'_{21} \sin \omega t = \frac{H'_{21} [\exp(i\omega t) - \exp(-i\omega t)]}{2i} \quad (\text{A.15})$$

ذلك أن :

$$H'_{21} = \int u_2^* H^0 u_1 dV \quad (\text{A.16})$$

وهذه الكمية بصورة عامة ثابتة وعقدية . وعند تعويض المعادلة (A.15) في المعادلة (A.14b) وإجراء التكامل على أساس أن  $a_0(0) = 0$  ، سنحصل على :

$$a_2(t) = \frac{H'_{21}}{2i\hbar} \left[ \frac{\exp[i(\omega_0 - \omega)t] - 1}{\omega_0 - \omega} - \frac{\exp[i(\omega_0 + \omega)t] - 1}{\omega_0 + \omega} \right] \quad (\text{A.17})$$

ولو افترضنا الآن أن  $\omega \equiv \omega_0$  فسيكون الحد الأول داخل القوس المربع أكبر بكثير من الحد الثاني . وعند هذه الحالة يمكننا أن نكتب :

$$a_2(t) \approx -\frac{H'_{21}}{2i} \frac{\exp(-i\Delta\omega t) - 1}{\hbar\Delta\omega} \quad (\text{A.18})$$

إذ أن  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$  ومن المعادلة (2.33) نحصل على :

$$|a_2(t)|^2 = \frac{|H'_{21}|^2}{\hbar^2} \left[ \frac{\sin(\Delta\omega t / 2)}{\Delta\omega} \right]^2 \quad (\text{A.19})$$

إن الشكل (A.1) يوضح تغير التابع  $y = [\sin(\Delta\omega t / 2) / \Delta\omega]^2$  مع  $\Delta\omega$  . نلاحظ أن التابع (y) يكون أعلى وأضيق كلما زادت (t) . وبما أن :

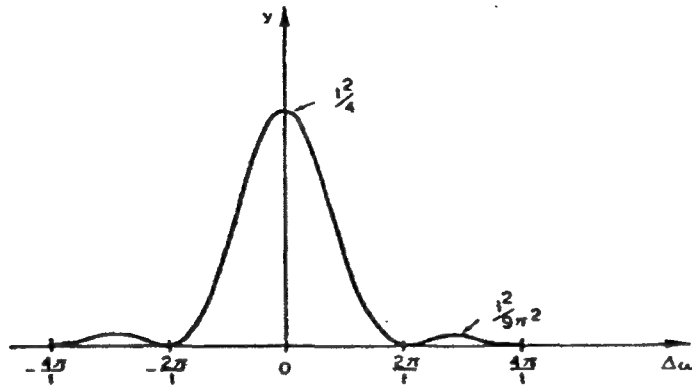
$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{\sin(\Delta\omega t / 2)}{\Delta\omega} \right]^2 d\Delta\omega = \frac{\pi}{2} \quad (A.20)$$

فيكون لدينا لحالة قيم كبيرة لـ (t) :

$$\left[ \frac{\sin(\Delta\omega t / 2)}{\Delta\omega} \right]^2 \approx \frac{\pi}{2} \delta(\Delta\omega) \quad (A.21)$$

إذ إن  $\delta$  هو تابع ديراك . وعلى ذلك فإن :

$$|a_2(t)|^2 = \frac{|H'_{21}|^2}{\hbar^2} \frac{\pi}{2} t \delta(\Delta\omega) \quad (A.22)$$



الشكل A.1

وهذه النتيجة توضح أنه بعد وقت طويل كاف فإن الاحتمالية  $|a_2(t)|^2$  لأن نجد الذرة في المستوى الثاني يتناسب مع الزمن (t) نفسه . وعلى ذلك فإن معدل احتمالية الانتقال  $W_{12}$  يساوي :



$$W_{12} = \frac{|a_2(t)|^2}{t} = \frac{\pi}{2} \frac{|H'_{21}|^2}{\hbar^2} \delta(\Delta\omega) \quad (A.23)$$

ولكي نجد  $W_{12}$  بصورة كاملة علينا أن نحسب  $|H'_{21}|^2$  . ولو فرضنا أن التفاعل المسؤول عن الانتقال هو تفاعل الحقل الكهربائي للموجة الكهرومغناطيسية وعزم ثنائي القطب الكهربائي للذرة (تفاعل ثنائي القطب الكهربائي) فإن :

$$H' = eE(r,t) \cdot r \quad (A.24)$$

إن  $e$  في المعادلة (A.24) هي شحنة الإلكترون الذي يعاني الانتقال والمتجه  $r$  موقع الإلكترون و  $E(r,t)$  الحقل الكهربائي عند النقطة  $r$  . وللسهولة نفترض أن نقطة أصل نظام الإحداثيات  $r=0$  هي نواة الذرة . وعلى ذلك نحصل من المعادلتين (A.11) و (A.24) على

$$H'_{12} = e \int u_2^* E \cdot r u_1 dV \quad (A.25)$$

دعنا الآن أن نفترض أن الطول الموجي للموجة الكهرومغناطيسية أكبر بكثير من أبعاد الذرة . إن هذه الفرضية تنسجم بصورة جيدة جداً مع الموجات الكهرومغناطيسية في المنطقة المرئية (لاحظ أن  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$  للضوء الأخضر ، على حين أن أبعاد الذرة بحدود  $1 \text{ \AA}$ ) . وفي ضوء هذا الافتراض يمكننا أنه نخرج  $E$  من التكامل في المعادلة (2.40) ونحسب قيمته عند  $r=0$  ، أي عند مركز النواة (إن هذا التقريب يدعى بتقريب ثنائي القطب الكهربائي) . ولو عرفنا :

$$E(0,t) = E_0 \sin \omega t \quad (A.26)$$

فإننا نحصل من المعادلات (A.15) و (A.25) و (A.26) على :

$$H'_{21} = E_0 \cdot \mu_{21} \quad (A.27)$$

ذلك أن :

$$\mu_{21} = e \int u_2^* r u_1 dV \quad (A.28)$$

$\mu_{21}$  يدعى عنصر مصفوف عزم ثنائي القطب الكهربائي . وعلى ذلك لو كانت  $\theta$  الزاوية بين  $\mu_{21}$  و  $E_0$  فإن :

$$|H'_{21}|^2 = E_0^2 |\mu_{21}|^2 \cos^2 \theta \quad (A.29)$$

إذ أن  $|\mu_{21}|$  هي القيمة المطلقة للعدد العقدي  $\mu_{21}$  (في حين أن  $\mu_{21}$  هي قيمة المتجه  $\mu_{21}$ ) ولو افترضنا الآن الموجة الكهرمغناطيسية تتفاعل مع عدة ذرات تكون متجهاتها  $\mu_{21}$  متوزعة بصورة عشوائية بالنسبة للمتجه  $E_0$  ، فسنحصل على متوسط  $|H'_{21}|^2$  من حساب متوسط  $\cos^2 \theta$  في المعادلة (2.44) لجميع القيم الممكنة لـ  $\cos^2 \theta$  ولو كان الحصول على جميع الزوايا  $\theta$  بنفس الاحتمالية ، فإن  $\langle \cos^2 \theta \rangle = 1/3$  وعلى ذلك :

$$\langle |H'_{21}|^2 \rangle = \frac{1}{3} E_0^2 |\mu_{21}|^2 \quad (A.30)$$

وبدلاً من أن نعبر عن  $|H'_{21}|^2$  كتابع لـ  $E_0$  فإنه عادة أكثر ملائمة أن نعبر عنها كتابع لكثافة طاقة الموجة الكهرمغناطيسية الساقطة  $\rho = n^2 \epsilon_0 E_0^2 / 2$  . إذ أن  $n$  قرينة انكسار المنظومة الذرية و  $\epsilon_0$  سماحية الفراغ . وأخيراً نحصل من المعادلات (2.38) و (2.45) و (2.46) على :

$$W_{12} = \frac{\pi}{3n^2 \epsilon_0 \hbar^2} |\mu_{21}|^2 \rho \delta(\Delta\omega) \quad (A.31)$$

وفي حالة موجة كهرمغناطيسية مستوية فإنه من المفيد أحياناً أن نعبر عن  $W_{12}$  كتابع لشدة الموجة الساقطة  $I$ ، حيث أنها تساوي  $I = c_0 \rho / n$ ، وأن  $c_0$  هي سرعة الضوء في الفراغ،

$$W_{12} = \frac{\pi}{3n\epsilon_0 c_0 \hbar^2} |\mu_{21}|^2 I \delta(\Delta\omega) \quad (A.32)$$

إن المعادلتين (A.31) و (A.32) تلخصان نتائج حساباتنا حتى الآن. وما يجب ملاحظته هو أنه بينما تكون المعادلة (A.31) عامة (ضمن التقريب المستخدم). نشير هنا إلى أن المعادلة (A.32) تصح فقط في حالة موجة كهرمغناطيسية مستوية ذات شدة منتظمة. إلا أنه من السهولة أن نتبين في صيغتهما الحالية أهمهما. إلا أنه من السهولة أن نتبين في صيغتهما الحالية أنهما غير مقبولتين فيزيائياً. والحقيقة هي أن وجود تابع  $\delta$  ديراك تعني أن  $W_{12} = 0$  عندما  $\omega \neq \omega_0$  وأن  $W_{12} = \infty$  عندما  $\omega = \omega_0$ ، أي عندما ينطبق تردد الموجة الكهرمغناطيسية مع تردد الانتقال للذرة. وسبب هذه النتيجة غير الفيزيائية يعود إلى الحقيقة بأننا قد جعلنا  $t$  في المعادلة (2.34) تصل إلى اللانهاية وهذا يعني أن التفاعل بين الموجة الكهرمغناطيسية والذرة يمكن أن يستمر بصورة متناسقة إلى ما لانهاية من الزمن. والحقيقة هي أن هناك عدداً من الظواهر الفيزيائية التي تمنع هذه الحالة. ومع أن مناقشة هذه المسألة ستتم بصورة تفصيلية فيما بعد فإن من المفيد أن نعطي هنا مثلاً. لنفترض أن مجموعة الذرات ذوات المستويين 1 و 2 (والتأثرة بالموجة الكهرمغناطيسية) هي في حالة غازية. ففي هذه الحالة سوف يكون هناك تصادم بين الذرات. بعد كل تصادم لا يستمر تابعي الموجة  $u_1(r)$  و  $u_2(r)$  للذرة بنفس الطور مع الموجة الكهرمغناطيسية الساقطة. وعلى ذلك فإن الاشتقاق الوارد في المعادلات السابقة سوف يكون صحيحاً فقط في خلال الفترة الزمنية بين تصادمين متتاليين. بعد كل تصادم تعاني الموصفات الابتدائية

وبالأخص الطور النسبي بين تابع موجة الذرة والحقل الكهربائي للموجة  
الكهرمغناطيسية الساقطة قفزة عشوائية . يمكن معالجة هذه المسألة بفرضية مكافئة  
وهي أن طور الحقل الكهربائي هو الذي يعاني التغيير عند كل تصادم . وبناءً على  
ذلك فإن الحقل الكهربائي لا يستمر على شكل تابع جيبي وبدلاً من ذلك فإنه يظهر  
كما في الشكل (2.6) ، إذ تكون قفزات الطور عند لحظات التصادم .

# الملحق B

## المنظومات الجزيئية

هذه المنظومات مهمة جداً في حقل الليزر نأصر اهتمامنا هنا بالصفات العامة للظواهر المعقدة التي تحدث في الوسط . مع هذا فإن دراستنا سوف توفر أساس الفهم العميق لفيزياء الليزر كليزرات الغازات الجزيئية أو ليزرات الصبغات .

### Energy Levels of a Molecule: السويات الطاقة الجزيئية

تألف الطاقة الكلية للجزيئية بصورة عامة من أربعة أجزاء : (أ) الطاقة الإلكترونية  $E_e$  الناشئة من حركة الإلكترونات حول النوى (ب) الطاقة الاهتزازية  $E_v$  الناشئة من الحركة الاهتزازية للنوى (ج) الطاقة الدورانية  $E_r$  الناشئة من الحركة الدورانية للجزيئية (د) الطاقة الانتقالية . سوف لا ندرس هنا الطاقة الانتقالية وذلك لأنها عادة غير مكتمة . أما بقية أنواع الطاقة فهي مكتمة

نشق بصورة مبسطة رتبة فرق الطاقة بين السويات الإلكترونية  $\Delta E_e$  والسويات الاهتزازية  $\Delta E_v$  والسويات الدورانية  $\Delta E_r$  . إن رتبة  $\Delta E_e$  محدود :

$$\Delta E_e \cong \frac{\hbar}{ma} \quad (B.1)$$

إذ أن  $m$  كتلة الإلكترون و  $a$  نصف قطر الجزيئية . والحقيقة هي أننا لو درسنا إلكترونات خارجياً في الجزيئية ، لوجدنا عدم التحديد في موقع الإلكترون هو  $\hbar/a$  ومنها فإن الطاقة الحركية الدنيا للإلكترون تكون  $\hbar^2/ma^2$  . وفي حالة جزيئية ثنائية الذرات ، فإن الفرق  $\Delta E_v$  بين اثنتين من السويات الاهتزازية يساوي تقريباً :

$$\Delta E_v = \hbar\omega_v \cong \hbar\left(\frac{K_0}{M}\right)^{1/2} \quad (B.2)$$

إذ أن  $M$  كتلة الذرة و  $K_0$  ثابت المرونة للجذب بين الذرتين . ونتوقع أن فصل الذرتين بمسافة تساوي نصف قطر الجزيئة (a) سوف يولد تغييراً في الطاقة يساوي تقريباً  $\Delta E_e$  ، وذلك لأن الفصل يولد تشوهاً كبيراً في توابع الموجة الإلكترونية وهكذا يمكننا كتابة  $K_0 = \Delta E_e / a^2$  . ومن المعادلتين

نحصل على :

$$\Delta E_v = \left( \frac{m}{M} \right)^{1/2} \Delta E_e \quad (B.3)$$

أما الطاقة الدورانية فهي محدود  $\hbar^2 J(J+1) / 2Ma^2$  إذ أن  $J$  عدد صحيح موجب ( يدعى العدد الكمي الدوراني ) . ولذا فإن الفرق  $\Delta E_r$  بين السويتين  $j = 1$  و  $j = 0$  هو :

$$\Delta E_r \cong \frac{\hbar^2}{Ma^2} \cong \left( \frac{m}{M} \right)^{1/2} \Delta E_v \quad (B.4)$$

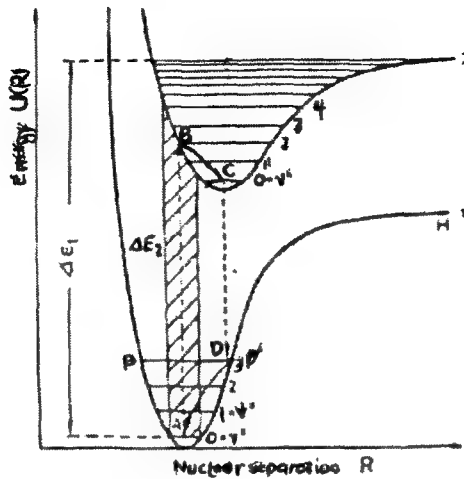
ذلك أننا استخدمنا هنا المعادلتين وبما أن  $m/M \cong 10^{-4}$  ينتج

من ذلك أن الفواصل بين السويات الدورانية حوالي واحد من مائة من الفواصل بين السويات الاهتزازية . وأن الفواصل بين السويات الاهتزازية بدورها واحد من مائة من  $\Delta E_e$  . وبالأخذ بعين الاعتبار لهذه الحقائق ، يمكننا أن نلاحظ أن رتبة التردد  $\nu_v = \Delta E_v / h$  حوالي  $1000 \text{ cm}^{-1}$  أي  $(\nu_v \approx 3 \times 10^{13} \text{ Hz})$  .

ندرس بعض التفصيل جزيئة تتألف من ذرتين متماثلتين وياتبع تقريب بورن وأوبنهايمر ، نعتبر أولاً أن الذرتين ثابتتان عند مسافة  $R$  فيما بينهما . وبحل معادلة شرودينغر لهذه الحالة يمكن إيجاد سويات الطاقة الإلكترونية على المسافة  $R$  وهي

بأبسط حلولها تتوقف على هذه المسافة المبينة بالشكل (B.1) الذي يبين على سبيل المثال السوية الأرضية (1) والسوية الأولى المثارة (2)

عندما يكون الفاصل بين الذرتين كبيراً  $R \rightarrow \infty$  فمن الواضح أن تكون السويات الجزيئية هي نفس سويات الذرة المنفردة . عندما يكون الفاصل  $R$  محدوداً وبسبب التفاعل بين الذرتين ستتحرف تلك السويات . وبما أن مشتق الطاقة بالنسبة لهذه المسافة هي القوة وهذه تجاذبية في البداية عند فواصل كبيرة ، ومن ثم تصبح تنافرية ، عند فواصل صغيرة . إن القوة تصبح صفراً عند النقطة التي تكون فيها قيمة الطاقة دنيا (مثلاً  $R_0$ ) . وعلى هذا فإن الذرات في حالة التوازن ، أي عند عدم وجود حركة اهتزازية لها ، تكون على مسافة  $R_0$  فيما بينهما . ونلاحظ في الشكل أن منحنى الحالة المثارة منحرف إلى اليمين بالنسبة لمنحنى الحالة الأرضية. وهذا يعني أن مسافة التوازن بين الذرتين للحالة المثارة تكون نوعاً ما أكبر من مسافة التوازن للحالة الأرضية.



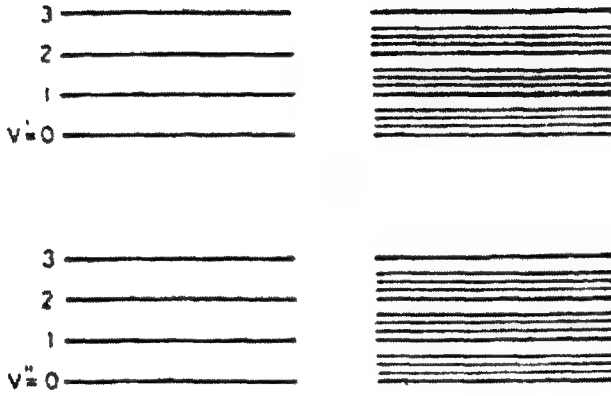
الشكل B-1

مستويات طاقة جزيئية ثنائية الذرات



إنّ ما قيل حتى الآن يعود إلى الحالة التي فيها الذرتين عند فاصل ثلثت  $R$  والآن لو افترضنا أن الذرتين قد تركنا على مسافة  $R$  (حيث  $R \neq R_0$ ) فيما بينهما ، فإنهما ستشعران بالاهتزاز حول موقع التوازن  $R_0$  . وفي هذه الحالة فإن الطاقة الكلية هي مجموع الطاقة أعلاه إضافة للطاقة الاهتزازية . ويمكن حساب هذه الأخيرة إذا ما لاحظنا المنحنيات في الشكل تعطينا بثابت إضافي اختياري تغير الطاقة الكامنة لإحدى الذرتين في حقل الذرة الأخرى . وعلى هذا فإن المسألة تعود إلى ذرة منفردة مرتبطة بالموقع  $R_0$  بوساطة طاقة كامنة على شاكلة المنحني 1 ويمكن تطبيق نفس التحليل للجزئية في الحالة المثارة 2 . من أجل إهتزازات صغيرة حول الموقع  $R_0$  فإنه يمكن تقرب المنحني 1 على شكل قطع مكافئ يمثل قوة مرونة معيدة . والحل معروف (هزاز توافقي) .

إن سويات الطاقة تكون منفصلة بعضها عن بعض بمسافة ثابتة قيمتها  $\hbar\omega$  .  
تحدد بالمعادلة (B.2) وفيها ثابت القوة  $K_0$  يساوي تقعر المنحني المكافئ وعليه عند الأخذ بعين الاعتبار مسألة الاهتزاز فإن سويات الطاقة (لكل من الحالتين) ستحدد بالسويات  $0,1,2,\dots$  المبينة في الشكل . ونلاحظ أن طاقة الحالة  $v=0$  لا تنطبق مع القيمة الدنيا للمنحني ، وذلك بسبب طاقة الصفر  $\hbar\omega/2$  المألوفة في المهتز التوافقي إن المنحنيين 1,2 في حالة وجود اهتزاز لا يمثلان طاقات النظام ، وذلك أن الذرتين في هذه الحالة لا تكونان ثابتتين . وعلى هذا بدلاً من استخدام الصيغة المبينة في الشكل (B.1) . وتستخدم في بعض الأحيان الصيغة البسيطة المبينة في الشكل (B.2a) .



الشكل 2-B

(a) المستويات الاهتزازية و (b) المستويات الاهتزازية - الدورانية بالجزيئة

الا أنه في حقيقة الأمر الشكل (B.1) ذو معنى أكبر من الشكل (B.2) فلنتصور مثلاً أن النظام في السوية الاهتزازية  $v''=3$  من الحالة الالكترونية الأرضية ويمكن الملاحظة بسهولة من الشكل (B.1) أن المسافة بين النواتين R تتذبذب بين القيم العائدة للنقطتين P و P' المؤشرتين في الشكل . وأخيراً نشير الى أنه في حالة حدوث اهتزازات كبيرة حول موقع التوازن  $R_0$  ، فإنه لا

يمكن تقريب تغير الطاقة الكامنة على شكل قطع مكافئ . وعليه نجد أن سويات الاهتزاز العليا لا تكون منفصلة بصورة متساوية . وكذلك نشير الى أن في حالة جزيئات متعددة الذرات نستخدم الصيغة المبينة في الشكل (B.2) ، وذلك لأن الصيغة المبينة في الشكل (B.1) بصورة عامة غير مناسبة .

لا زال التحليل المبين أعلاه لا يعطينا الصورة الكاملة للنظام الجزيئي ، وذلك لأننا قد تجاهلنا إمكانية الحركة الدورانية للجزيئة . إن الطاقة الكلية للجزيئة هي

مجموع الطاقة الإلكترونية مضافاً إليها الطاقة الاهتزازية والطاقة الدورانية . وبما أن الفواصل بين السويات الدورانية أصغر بكثير من الفواصل بين السويات الاهتزازية والصورة الكاملة كما تبدو في الشكل (B.2b) .

#### إشغال السويات عند التوازن الحراري: Level Occupation at Thermal Equilibrium

عند التوازن الحراري فإن إسكان سوية دورانية- اهتزازية معين ضمن حالة الكترونية معينة يتحدد بالعلاقة :

$$N(E_e, E_v, E_r) \propto g_e g_v g_r \exp[-(E_e + E_v + E_r)/kT] \quad (B.5)$$

حيث  $E_e, E_v, E_r$  على التوالي الطاقة الالكترونية ، الطاقة الاهتزازية ، الطاقة الدورانية ، وأن  $g_e, g_v, g_r$  أعداد انطباق تلك السويات . وبناءً على التقديرات الواردة في الفقرة السابقة فإن القيمة المعنوية لكمية  $E_v/hc$  هي  $1000\text{cm}^{-1}$  ، في

حين  $E_v/hc$  أكبر بمرتبة واحدة (أي أكثر بعشرة مرات ) من تلك القيمة وبما أن  $T=300\text{K}$  فإن  $kT/hc \approx 207\text{cm}^{-1}$  ، فينتج أن كلاً من  $E_e$  و  $E_v$  أكبر بكثير

من  $kT$  . ولذا يمكننا القول إنه عند التوازن الحراري تقع الجزيئة في السوية الاهتزازية الدنيا<sup>+</sup> من الحالة الالكترونية الأرضية . ولذا فإن احتمالية وجود الجزيئة عند حالة دورانية معينة من السوية الاهتزازية الدنيا بحسب المعادلة

(B.5) هو :

$$N_J \propto (2J+1) \exp[-BJ(J+1)/kT] \quad (B.6)$$

حيث  $B = \hbar^2/2I$  ويسمى ثابت الدوران ( $I$  عزم العطالة للجزيئة حول محور دورانها) . يمثل المعامل  $(2J+1)$  عدد انطباق السوية  $J$  (أي أن السوية

الدورانية التي لها عدد كمي دوراني  $J$  يمثل انطباقاً يساوي  $(2J+1)$ . وبسبب وجود هذا العامل فإن السوية الأكثر إسكاناً ليست هي السوية الأرضية  $J=0$  بل تلك السوية التي تملك عدداً كميّاً دورانياً  $J$  يحقق العلاقة  $(2J+1) = (2kT/BB)^{1/2}$  وذلك ما يمكن إثباته بسهولة بالمعادلة (B.6).

## **الانتقالات الإشعاعية وغير الإشعاعية : Radiative and Nonradiative Transitions**

لندرس ما سيحدث عندما تتأثر جزيئة بإشعاع كهرومغناطيسي لاحظ شكل (B.1)

إذا كانت طاقة الفوتون أكبر من  $\Delta E_1$  فإن الجزيئة ستتحلل (تحلل ضوئي) بعد امتصاص الفوتون . أما إذا كانت طاقة الفوتون الساقط  $\Delta E_2$  أصغر من  $\Delta E_1$  وله قيمة مناسبة ، فإن الجزيئة ستعاني انتقالاً من السوية الاهتزازية الدنيا للحالة الإلكترونية الأرضية إلى إحدى السويات الاهتزازية (مثلاً السوية B) من السوية الإلكترونية المثارة . وإذا فرضنا أن الانتقالات الإلكترونية تحدث خلال فترة أصغر بكثير من زمن دور الحركة الاهتزازية فتنطبق عند ذلك قاعدة فرانك وكوندون ، التي تنص على أن المسافة بين النواتين يبقى ثابتة خلال عملية الامتصاص ، ولذا يحدث الانتقال عمودياً كما في الشكل (B.1) . ومن هنا إذا كانت الجزيئة في البداية في السوية  $v''=0$  من الحالة الإلكترونية الأرضية ، فإن الانتقال سيحدث بصورة رئيسية ضمن المنطقة المظلمة في الشكل (B.1) . وتعبير أدق إن احتمالية الانتقال إلى سوية معينة  $v'$  من الحالة الإلكترونية العليا يمكن إيجادها من الصيغة العامة W والمحددة بالمعادلة (2.4.66a) ، إذا ما عرفنا القيمة المناسبة للمقدار  $|M|^2$  . ولكي نجد  $|M|^2$  نتذكر أنه

بناءً على تقريب بورن وأوبنهايمر أن الحالة الموجية للجزيئة  $\psi(r_i, R_J)$  الذي هو تابع لكل من إحداثيات الإلكترون  $r_i$  وإحداثيات النواة  $R_J$  يمكن كتابتها بالصيغة التالية:

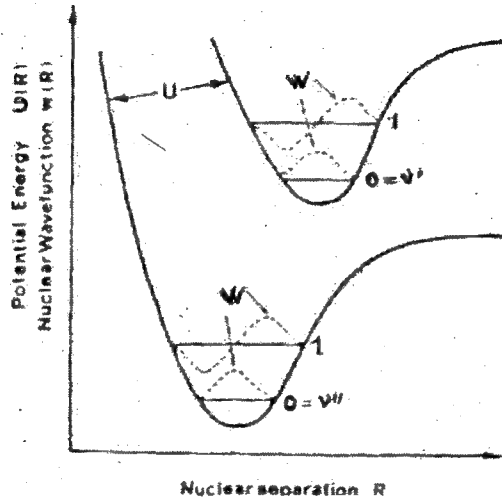
$$\psi(r_i, R_J) = u(r_i, R_J)w(R_J) \quad (B.7)$$

إن  $u(r_i, R_J)$  و  $w(R_J)$  هما على التوالي ، التابع الموجي الإلكتروني والتابع الموجي النووي . ينتج التابع الموجي الإلكتروني من حل معادلة شرودنغر غير المعتمدة على الزمن للالكترونات على أساس إحداثيات النوى  $R_J$  ثابتة . أما التابع الموجي النووي  $w(R_J)$  فيمكن الحصول عليه من حل معادلة شرودنغر غير المعتمدة على الزمن التي تساوي تابع الطاقة الكامنة فيه محسوبة لمسافة معينة بين النواتين ، أي  $U(R_J)$  المشار إليها في دراستنا للجزيئة الثنائية لاحظ الشكل (B.3) . وإذا قربنا هذا التابع بقطع مكافئ (وهذا يعني تقريب القوة بين النواتين بصيغة قانون هوك ) ، فإن التابع الموجي  $w(R_J)$  سيتحدد بتابع الهزاز التوافقي البسيط . وهذه التوابع هي حاصل ضرب متعددات هرمت مع تابع غاوص وبعض هذه التوابع مبينة في الشكل (B.3) لجزيئة الثنائية الذرات . وبعد معرفة التابع الموجي الكلي  $\psi(r_i, R_J)$  سيكون بإمكاننا حساب  $\mu$  بحسب المعادلة

$$\mu_{21} = e \sum_1^n i \sum_1^N J \int \psi_2^* r_i \psi_1 dr_i dR_J \quad (B.8)$$

إذ أن الجمع يجري على كل الالكترونات  $n$  وعلى كل النوى  $N$  العائدة للجزيئة وبلاستفادة من المعادلة (B.7) نحصل على :

$$\mu_{21} = \left( \sum_1^N J \int w_2^* w_1 dR_J \right) \left( e \sum_1^n i \int u_2^* r_i u_1 dr_i \right) \quad (B.9)$$



الشكل 3-B

الطاقة الكامنة  $U(R)$  والدالة الموجية النووية  $W(R)$  للحزبة ثنائية الذرات

إذ أن  $v''$  و  $v'$  الأعداد الكمية الاهتزازية للسويات الاهتزازية العائدة للحالة الإلكترونية المثارة والأرضية، على التوالي (لاحظ الشكل B.3) .

ولذا نلاحظ أن  $|\mu|^2$  تتناسب مع  $|\sum_r \int w_{v''}^* w_{v'} dR_r|^2$  . إن هذه الكمية تدعى عامل فرنك و كوندون . وفي حالة جزيئة ثنائية الذرة يأخذ العامل الصيغة  $|\sum_r \int w_{v''}^*(R) w_{v'}(R) dR_r|^2$  ، إذ أن  $R$  المسافة بين النواتين . وإذا عرفنا  $|\mu|^2$  فإن احتمالية الانتقال  $W$  سنحصل عليها من المعادلة (2.4.66a) . ولذا فإن هذه الاحتمالية تتناسب وعامل فرنك و كوندون العائد لها .

عاجلنا حتى الآن الانتقالات الإشعاعية بين سويتي اهتزاز تعودان على حالتين الكترونييتين مختلفتين ، إن مسألة الانتقالات بين السويات الاهتزازية العائدة لنفس الحالة الإلكترونية مثلاً الانتقال  $(v''=0) \rightarrow (v'=1)$  في الشكل (B.3) يمكن معالجتها بنفس الطريقة . في ضوء المعادلة (B.2) يكون لدينا :

$$\mu_{21} = \left( \sum_{i,j}^N \int w_{v'=1}^* w_{v'=0} dR \right) \left( e \sum_i^n \int u_1^* r_i u_1 dr_i \right) \quad (B.10)$$

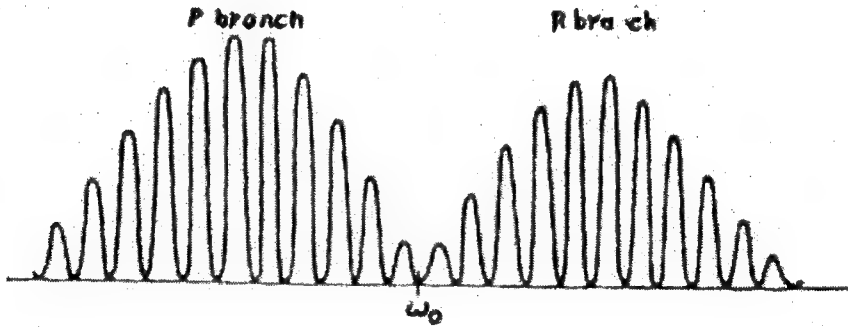
وهنا نجد أن احتمالية الانتقال تناسب وعامل فرانك وكوندون الذي يتضمن الحالتين الاهتزازيتين . لاحظ أنه إذا كان تابع هاميلتون للجزيئة لا يتغير عند الانعكاس فإن العامل الثاني في المعادلة (B.10) يساوي صفراً ، ولذلك احتمالية الانتقال تساوي الصفر . وفي حالة جزيئة ثنائية الذرات تتحقق هذه الحالة عندما تكون الذرتان متماثلتين (مثلاً جزيئة  $N_2$  التي تتضمن نفس النظر)

والحقيقة أنه في هذه الحالة ، وعلى أساس التناظر ، لا يمكن للجزيئة أن تمتلك محصلة عزم ثنائي قطب كهربائي .

قد أهملنا في المعالجة كون كل سوية اهتزازية تتضمن مجموعة كاملة من سويات دورانية متراصة . وإذا أخذنا هذا بعين الاعتبار فس نجد أن الامتصاص يحصل بين سوية دورانية من الحالة الاهتزازية الدنيا  $v''=0$  إلى سوية دورانية من حالة اهتزازية أعلى  $v''=1$  . وفي جزيئات ثنائية الذرات ، أو جزيئة ثلاثية الذرات خطية الشكل تتطلب قواعد اختيار عادة  $(\Delta J = j'' - j')$  إذ أن  $\Delta j = \pm 1$  الأعداد الكمية الدورانية للحالات الاهتزازية الدنيا والعليا . ومن هنا فإن انتقالاً (مثلاً ،  $v''=0 \rightarrow v''=1$  الموضح في الشكل (B.3) الذي يؤدي عند انعدام الدوران إلى خط واحد فقط تردده  $\omega_0$  ، يكون في الواقع متكوناً من مجموعتين من الخطوط (لاحظ الشكل (B.4) .

إن المجموعة الأولى العائدة للترددات الصغرى تدعى فرع P ، وهذه تعود للانتقال الذي فيه  $\Delta j = 1$  . ان ترددات الانتقال ضمن هذا الفرع هي أصغر من  $\omega_0$

لأن الطاقة الدورانية للسوية الاعلى أصغر من الطاقة الدورانية للمستوي الأدنى . أما المجموعة الثانية ، ذات الترددات الأعلى فتدعى فرع R وهي تعود للانتقال  $\Delta j = -1$



الشكل 4-B

انتقالات بين مستويين اهتزازيين آخذين بعين الاعتبار الانقسامات الدورانية. إن هذا الانتقال الذي في حالة عدم وجود طاقات دورانية يتألف من خط واحد عند تردد  $\omega_0$ . في الواقع يتألف من مجموعتين من الخطوط : ما يدعى فرع (P) العائد لتغير للعدد الكمي الدوراني مقداره  $\Delta j = 1$  ، وما يدعى فرع (R) العائد لتغير العدد الكمي الدوراني مقداره  $\Delta j = -1$

وأخيراً نلاحظ في حال وجود جزئيات أكثر تعقيداً فإن قاعدة الاختيار تشمل كذلك  $\Delta j = 0$  . وعند تحقق هذا الاختيار فإن الانتقالات من جميع السويات الدورانية لحالة اهتزازية معينة ستؤدي إلى خط واحد عند التردد  $\omega_0$  وهذا الخط يدعى فرع Q .



## الثوابت الفيزيائية physical constants

Plank constant ثابت بلانك  $\hbar = 6.6256 \times 10^{-34} \text{ J.s}$

Electronic charge شحنة الإلكترون  $e = 1.60210 \times 10^{-19} \text{ C}$

Electronic rest mass كتلة الإلكترون  $m = 9.1091 \times 10^{-31} \text{ kg}$

سرعة الضوء في الفراغ  $c_0 = 2.99792458 \times 10^8 \text{ m/s}$

Boltzmann constant ثابت بولتزمان  $k = 1.38054 \times 10^{-23} \text{ J/K}^\circ$

Bohr magneton مغناطون بور  $\beta = 9.2732 \times 10^{-24} \text{ A.m}^2$

Permittivity of vacuum سماحية الفراغ  $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$

Permeability of vacuum نفوذية الفراغ  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-4} \text{ H/m}$

1e.V الطاقة الموافقة  $1.60210 \times 10^{-19} \text{ Joul.}$

$T=300\text{K}^0$  عندما  $kT$  طاقة  $= 208 \text{ cm}^{-1}$  التردد الموافق لطاقة

طاقة الفوتون المقابل لطول موجة  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$  تساوي  $3.973.10^{-19} \text{ Joul.}$

نسبة كتلة البروتون إلى كتلة الإلكترون : 1836.13

عدد آفوغادرو (العدد الحقيقي للجزيئات في الجزيء الغرامي)  $N = 6.0248.10^{23}$

نصف قطر مدار بور الأول  $a = 4\pi\hbar^2 \epsilon_0 / me^2 = 0.529175 \times 10^{-8} \text{ cm}$

ثابت ستيفان بولتزمان  $\sigma_{SB} = 5.679 \times 10^{-12} \text{ Wcm}^{-2} (\text{K}^\circ)^{-4}$

## أجوبة بعض المسائل النموذجية

### الفصل الأول

1.1 تحت الحمراء البعيدة :  $1mm - 50\mu m$  ، تحت الحمراء المتوسطة :

$50 - 2.5\mu m$  ، تحت الحمراء القريبة :  $2.5\mu m - 750nm$  ، الطيف المرئي :

$750 - 380nm$  ، الطيف فوق البنفسجي :

$380 - 180nm$  ، فوق البنفسجية الفراغ :  $180 - 40nm$  ، أشعة - X

اللينة :  $40 - 1nm$  ، أشعة - X :  $1 - 0.001nm$

1.4 عندما  $g_1 = g_2$  نحصل بتطبيق المعادلة 1.2.2 على

$E_2 - E_1 = kT = 208.5cm^{-1}$  ، لذلك  $\lambda = (1/208.5)cm \cong 48\mu m$  ، ويقع في

مجال تحت الحمراء المتوسطة .

1.5  $\gamma_1 = 1$  ،  $\gamma_2 = -\ln R_2 \cong 0.693$  ،  $\gamma_i = 0.01$  ،

$N_c = \gamma / \sigma l \cong 1.7 \times 10^{17} cm^{-3}$  ،  $\gamma = \gamma_i + (\gamma_1 + \gamma_2) / 2 \cong 0.357$

1.6  $D_m = (2\lambda / D)L \cong 533m$  ، حيث  $D_m$  هو قطر الخزمة على سطح

القمر ،  $D$  هي فتحة التلسكوب ، و  $L$  هي المسافة بين الأرض والقمر . أول تجربة

قياس للمسافة بين الأرض والقمر أنجزت بهذه الشروط باستخدام  $Q - switched$

ليزر الياقوت . وفقاً لعرض قطر الخزمة على سطح القمر ووفقاً لتغيرات السطح على

هذا القطر ، فإن دقة تجربة القياس لم تتعدى ( $\approx 1m$ ) . وباستخدام مرايا خاصة

كعواكس ، وضعت على سطح القمر عند زيارة رواد الفضاء ، أمكن قياس المسافة

الأرض والقمر بدقة من مرتبة بضعة ميليمترات .

## الفصل الثاني

$$2.1 \quad N(\Delta\lambda) = 8\pi V \Delta\lambda / \lambda^4 \cong 1.9 \times 10^{12} \text{ نمطاً .}$$

$$2.2 \quad \lambda v = c_n \text{ ، حيث استعملنا العلاقة } \rho_\lambda = \rho_v |dv / d\lambda_v| = (c_n / \lambda^2) \rho_v$$

(  $c_n$  سرعة الضوء في

الوسط الذي يملأ حجرة الجسم الأسود ) . نحصل بالتعويض  $v = c_n / \lambda$  في

المعادلة

$$2.2.22 \quad \rho_\lambda = \frac{8\pi c_n}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc_n / \lambda kT) - 1}$$

2.3 بفرض الشرط  $(d\rho_\lambda / d\lambda) = 0$  واستعمال عبارة  $\rho_\lambda$  المعطاة في جواب

المسألة 2 ، نحصل على

$$0 = 5 \times [\exp(hc_n / \lambda kT) - 1] - (hc_n / \lambda kT) \exp(hc_n / \lambda kT)$$

بأن  $y = (hc_n / \lambda kT)$  في العبارة السابقة ، لذلك فإن قيمة  $y$  الموافقة لذروة  $\rho_\lambda$  يجب

أن تحقق المعادلة  $5 \times [1 - \exp(-y_M)] = y_M$  . ويمكن الحصول على حل هذه المعادلة

، بطريقة تقارب مكرر ، كما

$y_M \cong 4.965$  . فمن أجل  $c_n = c$  ( حيث  $c$  سرعة الضوء في الخلاء ) و

$\lambda_M$  هي طول الموجة

الموافق لقيمة  $\rho_\lambda$  العظمى التي تحقق معادلة ( فين

$$\lambda_M T = hc_n / y_M k \cong 2.3 \times 10^{-3} \text{ m} \times K \text{ (wien)}$$

2.6 كثافة أيونات النيوديميوم  $Nd^{3+}$  أيون  $N$  معبراً عنها بالأيون في السنّي متر مكعب  $ions/cm^3$  ،

ومن هنا فإن تركيز  $Nd^{3+}$  في متعددة سويات  $^4I_{9/2}$  ، يعطى بالعلاقة :  
 $N = 1 \times 10^{-2} \times 3(\rho / M.W.) N_A$  حيث  $\rho$  هي الكثافة مقدرة  $g/cm^3$  ، M.W. ،  
الوزن الجزيئي لجزئية YAG ، و  $N$  هو عدد أفوغادرو . العدد 3 في العبارة يحسب لوجود ثلاث ذرات إيتريوم في الجزئية . وباعتبار أن الوزن الجزيئي للياغ YAG يساوي  $594g/mol$  ، نحصل على قيمة :

$N \cong 1.38 \times 10^{20} ions/cm^3$  . وفقاً للمعادلة 1.2.2 ، وأن القسم  $f$  من هذا الإسكان يتبع لأخفض السويات الفرعية في الحالة  $^4I_{9/2}$  يعطى بالعلاقة :

$$f = \frac{1}{1 + \sum_{i=1}^4 \exp[-(E_i / kT)]}$$

حيث  $E_i (i=1-4)$  هي الطاقات الفاصلة

بين السويات الفرعية العليا والسوية الفرعية الأرضية . وبإعطاء قيم طاقات  $E_i$  لهذه السويات الفرعية ، نحصل على قيمة  $f = 46\%$  .

2.7 لدينا وفق المعادلتين ( 2.4.82 ) و ( 2.3.42 ) المعادلة

$$\sigma_{in} = (\lambda_n^2 / 8\pi) [g_i (v - v_0) / \tau_{sp}]$$

حيث  $\lambda_n = c / nv_0$  طول الموجة ، في الوسط الذي قرينة انكساره  $n$  لموجة كهرومغناطيسية e.m

ترددتها  $v_0$  . عندما  $v = v_0$  وتوسيع لامتجانس نقي ، وباستعمال المعادلة

( 2.4.85 ) نحصل على العبارة التالية من أجل ذروة للمقطع العرضي :

$$\sigma_p = 0.939 (\lambda_n^2 / 8\pi) (1 / \Delta v_0^* \tau_{sp})$$

فمن أجل  $\lambda_n = 1.15 \mu m (n \cong 1)$  ،  
 $\Delta v_0^* = 9 \times 10^8 Hz$  ، و  $\tau = 10^{-7} s$  لدينا  $\sigma_p = 5.5 \times 10^{-12} cm^2$  .

2.9 نعتبر موجة مستوية e.m شدتها I منتظمة ، تعبر سطحاً S من وسط قرينة

انكساره n . وطاقة تدفق الموجة e.m عبر السطح S خلال زمن  $\Delta t$  هو  $E = IS\Delta t$

؛ وهذه الطاقة موزعة بانتظام في الحجم  $V = S(c/n)\Delta t$  . فتعطى عندها كثافة

الطاقة في الوسط بالمعادلة  $\rho_n = (E/V) = (n/c)I$  .

### الفصل الرابع :

$$\Delta\nu = c_0 / 2L = 150 \text{ MHz} \quad 4.2$$

$$N = \Delta\nu^* (4L / c_0) \cong 23 \quad 4.3$$

$$r_i = \sqrt{2}w_0 = 3.67 \text{ mm} \quad , \quad w_0 = [\lambda L / \pi]^{1/2} = 2.6 \text{ mm} \quad 4.4$$

4.5 باستعمال نتائج الشكل (4.18) :  $N = 0.8$  ، باعتبار أن

$$2a = 1.38 \text{ mm}$$

$$r_i = \sqrt{2}w_0 \quad , \quad w_0 = [L_v \lambda / 2\pi]^{1/2} = 0.46 \text{ mm} \quad , \quad L_v = 2.65 \text{ m} \quad 4.7$$

$$z = 1.48 \text{ m} \quad , \quad z_l = (R_2 - L) / (R_1 + R_2 - 2L) = 0.857 \text{ m} \quad 4.9$$

$$w_{0.2} = 0.46 \text{ mm} \quad , \quad w_{0.1} = 0.533 \text{ mm} \quad , \quad w_0 = 0.35 \text{ mm}$$

$$L = R_1 + R_2 \quad 4.10$$

### الفصل الخامس :

$$V_a = \pi w_0^2 l / 2 \quad 5.1$$

$$\gamma = 1.61 \quad 5.2$$

5.4 باستعمال نتائج الشكل (4.21b) نجد أن ( $g = 0.8$ ) ، فنحصل على

قيم  $N = 1.9$  و

$$. a = 1.1 \text{mm}$$

$$. L = 3m \quad 5.5$$

$$P_1 = 17kW , P_{th} = 18kW \quad 5.7$$

$$x = 1.1 ; \gamma = 5 \times 10^{-4} \quad 5.9$$

## الفصل السادس

6.4 إذا فرضنا أن  $\sigma(v - v_0)$  المقطع العرضي غير المشبع لشاردة الأرغون

$Ar^+$  ، وأن اهتزازات تحصل على النمط ذي الترتيب  $n_{th}$  بعد النمط المركزي ،

عندما  $\sigma(n\Delta v)Nl \geq \gamma$  ، حيث  $\Delta v$  هو عرض التردد الفاصل بين نمطين طوليين

متتاليين ،  $N$  الانقلاب الإسكاني غير المشبع ،  $l$  طول الوسط الفعال ،  $\gamma$  هو الفقد

في المجاوبة الضوئية . يعطى المقطع العرضي غير المشبع بالعلاقة

$$\sigma(n\Delta v) = \sigma_p \exp\left\{-\left[(2n\Delta v / \Delta v_0^*)^2 \ln 2\right]\right\} \geq 1$$

المقطع العرضي ، بضخ الليزر مقدار 3 فوق العتبة ، وهكذا لدينا  $\sigma_p Nl = 3\gamma$  . ومن

هذه العلاقات الثلاثة نجد أن  $\exp\left\{-\left[(2n\Delta v / \Delta v_0^*)^2 \ln 2\right]\right\} \geq 1$  ، الذي نحصل

منه على العبارة  $n \leq (\ln 3 / \ln 2)^{1/2} (\Delta v_0^* / 2\Delta v)$  . وباعتبار  $\Delta v_0^* = 3.5 \text{GHz}$

$$\Delta v = c / 2L = 150 \text{MHz} \quad \text{وأن}$$

( $L$  طول المجاوبة الضوئية) ، لذلك وجدنا أن  $n \leq 14.7$  . وعدد أنماط

$$\text{الاهتزاز : } N_{osc} = 2n + 1 \approx 30 .$$

6.5 إنه من مرتبة التوسيع الطبيعي لعرض الخط

$$\tau = \tau_{4S} \cong 1ns \text{ حيث } \Delta\nu_{nat} \approx 1/2\pi\tau = 160MHz$$

وهي مدة حياة الحالة  $4S$  .

6.6 إنه من مرتبة توسيع عرض الخط بالتصادم . بفرض أن الضغوط الجزئية

1.5 Torr لغاز الكربون  $CO_2$  ، 1.5 Torr للنيتروجين  $N_2$  ، و 12 Torr لغاز الهيليوم  $He$  ، ولدنا :

$$\Delta\nu_c = 7.58(\psi_{CO_2} + 0.73\psi_{N_2} + 0.6\psi_{He})P(300/T)^{1/2} = 74MHz$$

درجة حرارة  $T = 300^\circ K$  .

6.6 في جزئي متماثل الذرة ، توجد ذرتين كتلة كل منهما  $M$  ، وتردد

الإهتزاز ، طبق للمعادلة  $\Delta E_v = \hbar(2k_0 / M)^{1/2}$  يعطى بالعلاقة

$\nu_0 = (1/2\pi)(2k_0 / M)^{1/2}$  حيث  $k_0$  ثابت المرونة . الكتلة الذرية

$M = 14a.u. \cong 2.32 \times 10^{-26} kg$  و  $\nu_0 = 2300cm^{-1}$  ، ومن أجل هذه المعطيات وجدنا

$$k_0 = 2180Nm^{-1} :$$

6.8 في نمط اهتزاز متناظر ، تبقى ذرة الكربون ثابتة في موضعها ، واقوة المؤثرة

على كل من ذرتي الأوكسيجين هي  $F = -k(x - x_0)$  حيث  $k$  ثابت المرونة و  $x_0$

موضع التوازن الفاصل بين ذرة الكربون وذرة الأوكسيجين . وتردد التجاوب لهذا

النمط هو  $\omega_1 = (k / M_0)^{1/2}$  ، حيث  $M_0$  كتلة ذرة الأوكسيجين . ونحصل من

أجل  $M_0 = 16a.u. \cong 2.65 \times 10^{-26} kg$  و  $\nu_1 = 1337cm^{-1}$  ، على قيمة لثابت المرونة

$$. k = 1683Nm$$

# معجم المصطلحات العلمية

## A

|                           |  |
|---------------------------|--|
| absorption                | امتصاص                                 |
| active medium             | الوسط الفعال                           |
| arbitrary                 | اعتباطي                                |
| ant symmetric             | غير متناظر                             |
| alignment                 | تراصف                                  |
| attenuation               | توهين                                  |
| axial modes               | أنماط محورية                           |
| anisotropic               | غير متماثلة                            |
| auto-correlation function | تابع الترابط (الصلة) الذاتية           |
| analytical solution       | الحل التحليلي                          |
| ambient temperature       | درجة حرارة المحيط                      |
| avalanche ionization      | التأين الإهباري                        |
| alloying                  | خلط المعادن للسبائك                    |
| anions                    | أيونات أو شوارد سالبة (الأيون المفقود) |



wave acoustic

موجة صوتية

amplitude modulation

تضمين السعة، تعديل السعة

an harmonic pumping

الضخ اللاتوافقي

## B

band width

عرض نطاق ترددي

birefringence

الانكسار المضاعف

beam splitter

مجزئ الحزمة

band

نطاق

band gap

النطاق الممنوع

binary compound

مركب ثنائي العنصر

biomolecule

الجزيئة الحية

bending mode

نمط الثني

brightness

سطوع

## C

convolution

تركيب

close-coupling configuration

الترتيب المزدوج المتقارب

contours

منحنيات مغلقة ، كونتورات

course tuning

هامش موافقة

|                   |                     |
|-------------------|---------------------|
| collimator        | موجه الأشعة ، مسددة |
| critical          | حرج                 |
| complex conjugate | المرافق العقدي      |
| concentric        | متحد المركز         |
| Cathode           | مهبط                |
| cataphoresis      | الهجرة الكهربية     |
| corona-effect     | التأثير الهالي      |
| catalyst          | وسيط ، عامل محفز    |
| Cascading         | التعاقب             |
| cleavage          | انشقاق ، انفلاق     |
| Centro symmetric  | تناظر كروي          |
| coherence         | ترابط ، تناسق       |
| correlation       | ربط ، صلة ، تعالق   |
| clinical          | سريري               |
| cellular          | خلوي                |
| Chirp             | سقسقة ، خلوص        |
| corrosive         | أكال ، حات          |

|                          |                  |
|--------------------------|------------------|
| coupling                 | اقتران           |
| collisional deactivation | التخميد التصادمي |
| chain reaction           | تفاعل متسلسل     |
| collision broadening     | التوسيع التصادمي |

## D

|                            |                                |
|----------------------------|--------------------------------|
| differential equation      | معادلة تفاضلية                 |
| doped                      | مشوب ، مطعم                    |
| dissociation               | تفكك                           |
| degeneracy                 | عدد الانحلال                   |
| de-excitation              | إزالة الإثارة                  |
| dielectric-susceptibility  | طواعية العازل ، تأثيرية العازل |
| dispersion                 | تشتت                           |
| doubly resonant oscillator | المذبذب التجاوبي المزدوج       |
| Directionality             | الاتجاهية                      |
| divergence                 | تفرق                           |
| diffraction Limited        | د بالانعراج ، محدد بالحيود     |
| double discharge           | غ المضاعف                      |

|                     |                                 |
|---------------------|---------------------------------|
| diatomic molecule   | جزيئة ثنائية الذرة              |
| depletion layer     | طبقة الاستتراف ، الطبقة الناضبة |
| dimer               | مركب مزدوج الصيغة               |
| developed           | مظهر                            |
| Doppler velocimetry | مقياس السرعة الدوبلري           |
| degree of freedom   | درجة الحرية                     |
| Dislocation         | تخرب ، خلع                      |
| dye                 | صبغة                            |

## E

|                |                  |
|----------------|------------------|
| eigen values   | القيم الخاصة     |
| eigen solution | الحلول الخاصة    |
| eigen function | التابع الخاص     |
| emission       | إصدار ، انبعاث   |
| ellipse        | قطع ناقص         |
| ellipsoid      | المجسم الناقص    |
| etalon         | ايتالون ، معاير  |
| extrapolation  | استكمال استقراضي |

|                      |                            |
|----------------------|----------------------------|
| electric-dipole      | ثنائي القطب الكهربائي      |
| end mirror           | المرايا الجانبية           |
| echelle grating      | شبكة انعراج                |
| exothermic           | ناشر للحرارة ، اكسوترمي    |
| exponential function | تابع أسي                   |
| explicit             | ظاهر ، صريح                |
| even-parity          | تماثل زوجي                 |
| electro-optical      | كهر وضوئي ، ضوئي - كهربائي |

## F

|                   |                  |
|-------------------|------------------|
| flux              | تدفق             |
| factor            | معامل            |
| field             | حقل              |
| frequency spacing | فاصل ترددات      |
| frequency range   | بجال الترددات    |
| forward biased    | منحاز إلى الأمام |
| free-electron     | الإلكترون الحر   |
| fluorescence      | التفلور          |

|                            |                           |
|----------------------------|---------------------------|
| fluorimeter                | مقياس الفلورة             |
| frequency selective device | جهاز منتقي الترددات       |
| fucsimile                  | نقل الصور من مسافات بعيدة |
| Fourier transform          | تحويل فورييه              |
| fringe visibility          | درجة وضوح الهدب           |
| giant pulse                | نبضة عملاقة               |
| gas dynamic expansion      | تمدد الغاز الديناميكي     |
| glow discharge             | الإنفراغ التوهجي          |
| geodesic                   | جيوديسي (الخط - الزمكاني) |
| gain                       | ربح                       |
| Gaussian                   | غاوصي                     |
| garnet                     | عقيق                      |

## H

|                         |                 |
|-------------------------|-----------------|
| hyperbola               | قطع زائد        |
| hyperbolic-tangent      | تابع ظل قطعي    |
| hemicon focal           | نصف متحد المحرق |
| homogeneously broadened | توسيع متجانس    |

|                       |                             |
|-----------------------|-----------------------------|
| homogunction          | الاتصال المتجانس            |
| hole                  | فجوة ، ثقب                  |
| holography            | التصوير المجسم (هولوغرافيا) |
| homogeneous equations | معادلات متجانسة             |
| Hamiltonian           | تابع هاميلتون               |
| heuristic             | تنقيبي ، قصري               |
| I                     |                             |
| inversion             | انقلاب                      |
| index                 | معلم ، مؤشر                 |
| infra - red           | تحت الحمراء                 |
| isotropic             | متماثل الخواص               |
| ionic- crystal        | بلورات أيونية               |
| impedance             | الممانعة                    |
| intersystem crossing  | التبادل الداخلي             |
| iso-electronic        | متساوي الكترونات التكافؤ    |
| idler wave            | موجة عديمة الفائدة          |
| isotope separation    | فصل النظائر                 |

incisior القاطعة

interval فترة

## L

line width عرض الخط

lattice النسق البلوري

linear triatomic molecule جزيئة خطية ثلاثية الذرات

Lamp dip منخفض لامب

Lasing إعطاء الليزر

laser oscillator مذبذب الليزر

invariant غير متغير ، لا متغير

Life-time عمر ، مدة حياة

Lorentzian لورانسي

loss خسارة ، فقد

## M

multiplicity تضاعف (تعدد حالات المستوي )

matrix element عنصر المصفوفة

mode-locking تثبيت النمط

metastable شبه مستقر



|                      |                            |
|----------------------|----------------------------|
| modulation           | تضمين ، تعديل              |
| multiple reflections | الانعكاسات المتعددة        |
| monochromaticity     | أحادية الطول الموجي        |
| molten               | منصهر                      |
| material processing  | معالجة المواد              |
| Mach                 | وحدة سرعة تعادل سرعة الصوت |
| multimode            | متعدد النمط                |
| magnetization        | تمغنط                      |
| magneton             | مغناطون                    |
| mode                 | نمط                        |
| microscopic          | مجهرى                      |
| macroscopic          | عيانى                      |
| mean-free path       | المسار الحر الوسطي         |
| mechanism            | آلية ، عملية               |
| mode-hopping         | قفزة النمط                 |

## N

|           |       |
|-----------|-------|
| normalize | عيارى |
|-----------|-------|

normalized function

التابع العياري

noise

ضجيج ، ضوضاء

natural broadening

التوسيع الطبيعي

nodal points

نقاط عقدية

## O

oscillator

مذبذب

oscillation

ذبذبة ، تذبذب

optical resonator

مرنانة بصرية ، مجاوبة

ophthalmology

طب العيون

otolaryngology

طب الأذن والحنجرة

over population

فرط الإسكان

operator

عامل

overlap

التفاف

## P

phase-grating

شبكة انعراج

photo-elastic

التأثير الاجتهادي- الصوتي

point spread function

تابع انتشار النقطة

permeability

سماحية ، نفوذية

|                          |                     |
|--------------------------|---------------------|
| piezoelectric            | كهروضغطي            |
| transducer piezoelectric | محول طاقة كهروضغطي  |
| population inversion     | انقلاب إسكاني       |
| partition function       | تابع التجزئة        |
| phase shift              | تغيير في الطور      |
| phase matching           | مطابقة الطور        |
| parameter                | مقدار متغير         |
| peak power               | ذروة القدرة         |
| perturbation             | تشوش، اضطراب        |
| parabola                 | قطع مكافئ           |
| period                   | الدور، زمن الدورة   |
| passive                  | سليبي، غير فعال     |
| pulse repetition rates   | معدلات تكرار النبضة |
| photo-chemical           | كيميائي ضوئي        |
| photo- dissociation      | التفكك الضوئي       |
| perfect phase matching   | مطابقة طور تام      |
| photolysis               | التحلل بالضوء       |

penning ionization

تأين بينيك

(تأين ذرات أو جزيئات الغاز بالتصادم مع ذرات شبه المستقرة )

phonon

فونون

permutations

التبديلات

Poisson distribution

توزيع بواسون

potential well

بئر الطاقة الكامنة

polynomial

متعدد الحدود

pellet

كرة صغيرة

probability

احتمالية

## Q

quasi-mode

شبه النمط

quantum yield

التاج الكمومي

Q-switching

تبديل عامل النوعية

quantum-electrodynamic

الكهرمغناطيسية الكمومية

## R

radial

نصف قطري

radiative

إشعاعي

round-trip

الرحلة الواحدة (رحلة ذهاب وإياب )

|                           |                     |
|---------------------------|---------------------|
| rate equations            | معادلات المعدل      |
| rectification             | تقويم               |
| range                     | مدى ، مجال          |
| repetitively pulsed       | النبضة المتكررة     |
| radiation trapping        | حبس الإشعاع         |
| remote sensing            | التحسس عن بعد       |
| recombination             | إعادة الاتحاد       |
| resonator                 | مجاوبة ضوئية        |
| resonant Raman scattering | تشتت رامان التجاوبي |
| repeaters                 | المكررات            |
| relaxation                | الاسترخاء           |
| relativistic electron     | الكترونات نسبية     |
| rugby                     | الياقوت             |
| residual                  | متبقي               |

## S

|               |          |
|---------------|----------|
| semiconductor | شبه موصل |
| stray         | تائه     |

|                            |                            |
|----------------------------|----------------------------|
| stimulated                 | متحرض                      |
| spontaneous                | تلقائي                     |
| symmetry                   | تناظر                      |
| symmetric-stretch mode     | نمط الاستطالة المتناظر     |
| scattering                 | تناثر ، تشتت               |
| spatial                    | مكاني                      |
| coherence spatial          | ترابط مكاني                |
| spot size                  | حجم البقعة                 |
| superposition              | تراكب ، جمع                |
| self-terminating           | توقف ذاتي (المنتهى ذاتياً) |
| spatial distribution       | التوزيع المكاني            |
| singly resonant oscillator | المذبذب التجاوبي المنفرد   |
| single pass                | عبور واحد                  |
| step function              | تابع درج                   |
| spiking                    | أبري                       |
| steady state               | الحالة المستقرة            |
| shutter                    | مغلاق                      |

|                            |                                |
|----------------------------|--------------------------------|
| standing wave              | موجة مستقرة                    |
| shells                     | أغلفة                          |
| selective                  | انتقائي                        |
| spectroscopy               | المطيافية (علم الأطياف)        |
| slope efficiency           | ميل ، انحدار الكفاءة           |
| selection rule             | قواعد الانتقاء                 |
| sublevel                   | سوية ثانوية                    |
| super elastic collision    | التصادم فوق المرن              |
| superscript                | رمز علوي                       |
| singlet state              | حالة أحادية                    |
| scalar                     | عددي (غير موجه)                |
| super-radiance             | فرط الإشعاع                    |
| super fluore scence        | فوق التفلور فرط التفلور        |
| statistic                  | إحصاء                          |
| second harmonic generation | تولد التوافق (أهارموني) الثاني |
| surface alloying           | تملغم السطح                    |
| surface hardening          | تصلد السطح                     |

|            |                       |
|------------|-----------------------|
| soft x-ray | الأشعة السينية اللينة |
| saturation | إشباع                 |
| substrate  | أرضية (طبقة سفلى)     |

## T

|                     |                    |
|---------------------|--------------------|
| transfer efficiency | كفاءة التحويل      |
| transient           | العابر             |
| tuning              | موالفة ، توليف     |
| transition element  | عناصر انتقالية     |
| transition metal    | فلز انتقالي        |
| traveling wave      | موجة متحركة        |
| trigger pulse       | نبضة قذح           |
| tensor              | كمومية ممتدة       |
| telemetry           | الاتصال عن بعد     |
| ternary compound    | مركب ثلاثي العناصر |
| truncate            | بتر ، قطع          |

## U

|                   |                        |
|-------------------|------------------------|
| upper laser level | المستوي الليزري العلوي |
| unstable          | غير مستقر              |





## المراجع الأجنبية References

1. O.Svelto(1998),*Principles of Lasers*(4<sup>th</sup> edition).Plenum Press, New York .
2. B.A.Lengyel (1971).*Lasers* (2<sup>nd</sup> edition). New York : Wiley .
3. A.Maitland and M.H.Dunn(1970)*Lasers Physics*.New York: American Elsevier .
4. K . Shimoda , *Introduction to Laser Physics* , Springer Verlag (1984).
5. O.Svelto , *Principles of Lasers* , translated by D. Hanna (1977), Plenum Press new York.
6. R. Reiff, Fundamentals of statistical and Thermal Physics(McGraw-Hill. New York, 1965), Chap. 9.
7. J. A. Startton, *Electromagnetic Theory*, 1<sup>st</sup> ed.(McGraw-Hill, New- York,1941) pp431-38.

## المراجع العربية

- ١- مبادئ الليزرات تأليف اورازيو زفلتو ترجمة الدكتورة صبيحة شريف عبد الله والدكتور منعم مشكور، ( ١٩٨٨ ) الطبعة الثانية جامعة الموصل مديرية دار الكتب للطباعة والنشر .

جدول بأهم تحويلات المقادير الترموديناميكية في الوحدات المختلفة

| الوحدة الدولية   | التحويلات   | الوحدة الدولية                   | التحويلات  |
|------------------|---|----------------------------------|--|
| الطاقة<br>= 1 J  | 1 kg.m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup><br>1 N.m<br>1 W.s<br>0.239006 cal<br>0.737 562 ft.lbf<br>9,478.10- 4 Btu<br>107 dyn.cm<br>107 erg<br>10 cm <sup>3</sup> .bar<br>9.869 cm <sup>3</sup> atm | الاستطاعة<br>= 1 W               | 1 kg.m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup><br>1 J/s<br>1 V/A<br>0.239006 cal/s<br>0.737562ftlbf/s<br>0.056870Btu/min<br>0.001341 HP |
| الكتلة<br>= 1 kg | 1000 g<br>2.204 62 lbm  | الطول                            | 100 cm<br>3,28084 ft   |
| القوة<br>= 1 N   | 1 kg.m/s <sup>2</sup><br>105 dyn<br>0.224 809 lbf   | الحجم<br>= 1 m <sup>3</sup>      | 106 cm <sup>3</sup><br>1000 letter<br>35.3147 ft <sup>3</sup><br>264.172 US gal  |
| الضغط<br>= 1 Pa  | 1 N/m <sup>2</sup><br>10 dyn/cm <sup>2</sup><br>1,45038.10 <sup>-4</sup> lbf/in <sup>2</sup><br>9,869 23.10 <sup>-6</sup> atm<br>1.10 <sup>-5</sup> bar<br>7,50061.10 <sup>-3</sup> toor      | الكثافة<br>= 1 kg/m <sup>3</sup> | 1 g/letter<br>0.001 g/cm <sup>3</sup><br>0,062 427<br>lbm/ft <sup>3</sup> 0.008<br>345lbm /<br>US gal                        |

## جدول تحويلات الوحدات الفيزيائية البريطانية

| التحويل   | الرمز   | الوحدة  |
|---|---|---|
| <b>الكتلة</b>   |   |   |
| $1 \text{ lbm} = 4.536 \cdot 10^{-1} \text{ kg}$<br>$1 \text{ ozm} = 2.835 \cdot 10^{-1}$<br>$1 \text{ ton} = 1,016 \cdot 10^3 \text{ kg}$<br>$1 \text{ short ton} = 9.072 \cdot 10^2 \text{ kg}$<br>$1 \text{ lt} = 1.00 \cdot 10^3$                           | Lbm<br>Ozm<br>Ton<br>Short ton<br>t                                   | Pound mass<br>Ounce mass<br>Ton(long= 2240 lbm)<br>Ton(short =2000 lbm)<br>Tonne (metric ton) |
| <b>الطول</b>  |   |   |
| $1 \text{ mile} = 1.609 \cdot 10^3 \text{ km}$<br>$1 \text{ yd} = 9.144 \cdot 10^{-1} \text{ m}$<br>$1 \text{ ft} = 3.048 \cdot 10^{-1} \text{ m}$<br>$1 \text{ in} = 2.54 \cdot 10^{-2} \text{ m}$<br>$1 \text{ mil} = 2.54 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$          | mile<br>yd<br>ft<br>in<br>mil   | Statute mile<br>Yard<br>Foot<br>Inch<br>Mil(103 in)   |
| <b>المساحة</b>  |   |   |
| $1 \text{ ha} = 1.00 \cdot 10^4 \text{ m}^2$<br>$1 \text{ mile}^2 = 2.59 \cdot 10^6 \text{ km}^2$<br>$1 \text{ acre} = 4.047 \cdot 10^3 \text{ m}^2$<br>$1 \text{ yd}^2 = 8.361 \cdot 10^{-1} \text{ m}^2$<br>$1 \text{ ft}^2 = 9.29 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$ | ha<br>mile <sup>2</sup><br>acre<br>yd <sup>2</sup><br>ft <sup>2</sup> | Hectare<br>(statue mile) <sup>2</sup><br>acre<br>Yard <sup>2</sup><br>Foot <sup>2</sup>       |

| الطاقة   |   |  |
|--|---|--|
| $1 \text{ Btu} = 1.054 \times 10^3 \text{ J}$<br>$1 \text{ cal} = 4.18 \times 10^0 \text{ J}$<br>$1 \text{ ft.lbf} = 1.356 \times 10^0 \text{ J}$<br>$1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$<br>$1 \text{ erg} = 1.00 \times 10^{-7} \text{ J}$<br>$1 \text{ kW.h} = 3.60 \times 10^6 \text{ J}$  | Btu<br>Cal<br>Ft.lbf<br>eV<br>erg<br>kw.h   | British thermal unit<br>Calorie<br>Foot pound force<br>Electron-force<br>Erg<br>Kilowatt-hour  |
| الضغط  |   |  |
| $1 \text{ n/m}^2 = 1.00 \times 10^0 \text{ Pa}$<br>$1 \text{ atm} = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$<br>$1 \text{ bar} = 1.00 \times 10^5$<br>$1 \text{ cmHg} = 1.333 \times 10^3 \text{ Pa}$<br>$1 \text{ dyne/cm}^2 = 1.00 \times 10^{-1} \text{ Pa}$<br>$1 \text{ ftH}_2\text{O} = 2.989 \times 10^3 \text{ Pa}$<br>$1 \text{ inHg} = 3.3866 \times 10^3 \text{ Pa}$<br>$1 \text{ inH}_2\text{O} = 2.491 \times 10^2 \text{ Pa}$<br>$1 \text{ kgf/cm}^2 = 9.807 \times 10^4 \text{ Pa}$<br>$1 \text{ lbf/ft}^2 = 4.788 \times 10^1 \text{ Pa}$<br>$1 \text{ lbr/in}^2 = 6.895 \times 10^2 \text{ Pa}$<br>$1 \text{ torr} = 1.333 \times 10^2 \text{ Pa}$ | n/m <sup>2</sup><br>atm<br>bar<br>cmHg<br>dyne/cm <sup>2</sup><br>ftH <sub>2</sub> O<br>inHg<br>inH <sub>2</sub> O<br>kgf/cm <sup>2</sup><br>lbf/ft <sup>2</sup><br>lbr/in <sup>2</sup><br>torr | Newton/metre <sup>2</sup><br>Atmosphere<br>Bar<br>Cm of mercury (0°C)<br>Dyne/centimetre <sup>2</sup><br>Feet of water (4°C)<br>Inches of mercury (0°C)<br>Inches of water (4°C)<br>Kilogram force/cm <sup>2</sup><br>Pound force/foot <sup>2</sup><br>Pound force/inch <sup>2</sup> (=psi <sup>2</sup> )<br>Torr (0°C)(=mmHg) |
| السرعة   |   |  |
| $1 \text{ in/s} = 2.54 \times 10^1 \text{ mm/s}$<br>$1 \text{ ft/s} = 3.048 \times 10^1 \text{ m/s}$<br>$1 \text{ ft/min} = 5.08 \times 10^{-3} \text{ m/s}$<br>$1 \text{ mile/h} = 4.47 \times 10^{-1} \text{ m/s}$<br>$1 \text{ mil/h} = 1.609 \times 10^0 \text{ km/h}$<br>$1 \text{ knot} = 1.852 \times 10^0 \text{ km/h}$<br>$1 \text{ g} = 9.807 \times 10^0 \text{ m/s}^2$<br>$1 \text{ ft/s}^2 = 3.048 \times 10^{-1} \text{ m/s}^2$  | In/s<br>Ft/s<br>Ft/min<br>Mile/h<br>Knot<br>G<br>Ft/s <sup>2</sup>  | Inch/second<br>Foot/second<br>Foot/minute<br>Mile<br>Knot<br>Free fall, standard(=g)<br>Foot/second <sup>2</sup>   |